Herstellung und Anwendung von Schallen mit kontinuierlichem Frequenzspektrum

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der Doktorwürde

Genehmigt von der Philosophischen Fakultät
der Friedrich-Wilhelms-Universität zu Berlin

von

Heinz Thiede
aus Jüterbog

Tag der mündlichen Prüfung: 27. VI. 1935
Tag der Promotion: 16. X. 1935

344

Referenten : Professor Dr. A. Wehnelt
Professor Dr. M. von Laue

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Inhaltverzeichnis

Seite

Einleitung 1

Allgemeine Theorie von Schallen mit kontinuierlichem Spektrum 1

A) Die Teiltonkomponenten eines Rechteckimpulses..... 4

B) Dreieckimpuls 5

C) Sinusimpuls 6

D) Impuls der Form A $x^r e^{-\alpha x}$ 7

Schwankungen statistischer Geräusche..... 8

Experimentelle Herstellung von kontinuierlichen Schallspektren 11

1. Spektrum eines Schalles, der gewonnen wird durch Verstärkung eines radioaktiven Zerfallvorganges.... 13

2. Spektrum des Barkhausen Effektes 15

3. Spektrum des Kohlemikrophonrauschens..... 16

4. Messungen am Schrot-Effekt 16

Anwendung von Schallen mit kontinuierlichen Frequenzspektren

1. Messung von Nachhallzeiten 23

2. Physiologische und psychologische Beobachtungen mit Schallen mit kontinuierlichem Frequenzspektrum..... 28

Zusammenfassung 32

In der Raumakustik stösst man bei der Messung des Nachhallvorganges auf das Problem, sämtliche Eigenfrequenzen eines Raumes in einem bestimmten Frequenzgebiet anzuregen. Man sucht dies dadurch zu erreichen, dass man als anregenden Schall ein Tongemisch wählt, das möglichst alle Frequenzen enthält. Da man mit dem bisher üblichen Heultonverfahren dieses Ziel nicht erreichen konnte - das Heultonspektrum ist nämlich ein Linienspektrum 1) -, kann man daran denken, an seiner Stelle ein Tongemisch mit kontinuierlichem Spektrum zu nehmen. Dieses Tongemisch sollte ausserdem in gleichen Spektralintervallen gleiche Energie haben. Solch Tongemisch ist ein dem weissen Licht der Optik entsprechender Schall, da es sämtliche Frequenzen, die unser Ohr bezw. Auge wahrnehmen kann, gleichzeitig enthält. Es ist daher für die physiologische Akustik interessant zu beobachten, wie unser Ohr auf diese Schallvorgänge reagiert, und bei der Untersuchung solcher Schallvorgänge ist in der physiologischen Akustik ein wichtiges Anwendungsgebiet zu sehen. Weiterhin sind derartige Schalle in der Bauakustik als Normalschall für Schalldämmungsmessungen anwendbar. Die Schalldämmung ist an sich frequenzabhängig. Für die Praxis möchte man aber oft nur eine bestimmte Angabe haben, die die Dämmfähigkeit einer Anordnung festlegt. Dabei gibt man vielleicht am besten die Schalldämmung für Schalle an, die sämtliche Frequenzen gleich stark enthalten

Diese Arbeit soll einige Untersuchungen über solche kontinuierlichen Schallspektren bringen.

Allgemeine Theorie von Schallen mit kontinuierlichem Spektrum

Experimentelle Arbeiten haben bei der Klanganalyse von Geräuschen ergeben, dass diese zumeist ein kontinuierliches Spektrum haben. Diese Spektren enthalten meist nicht alle Komponenten gleich stark, sondern bestimmte Frequenzgebiete haben eine besonders grosse spektrale Intensität.

Ferner zeigt Schottky theoretisch bei seiner Berechnung des Schrot - Effektes 2), dass der durch den statistisch erfolgenden Ladungshagel im Anodenstrom einer Röhre verursachte Wechselstrom eine im gesamten Frequenzbereich gleich grosse mittlere spektrale Intensität hat; das gilt bis zu sehr hohen Frequenzen.

Es soll jetzt ganz allgemein das Frequenzspektrum von Schallen berechnet werden, die durch einzelne Impulse in zeitlich statistischer Reihenfolge hervorgerufen werden. Die Statistik, die den Berechnungen zu Grunde gelegt wird, ist eine solche, dass das Eintreffen eines Impulses in jedem beliebigen Zeitpunkt gleichwahrscheinlich ist.

Zur Berechnung des Frequenzspektrums einer statistischen Impulsfolge seien zunächst zwei Sätze angegeben, die sich bei A.A.Markoff 3) und M.v.Laue 4) finden.

---

1) H. Salinger, ENT 6, 293, 1929.

2) W.Schottky, Ann. d. Phys. 57, 541, 1918. 68, 157, 1922.

3) A.A.Markoff, Wahrscheinlichkeitsrechnung Berlin u. Leipzig 1912, S. 173,ff.

4) M.v.Laue, Ann. d.Phys.47,S.853,1915.

1. Die Veränderlichen $x_1 \ldots x_N$ können unabhängig voneinander jeden Wert zwischen a und b annehmen; die Wahrscheinlichkeit, dass eine in dem Teilbereich dx liegt, ist für alle die gleiche, nämlich $\varrho(x)\,dx$. Man bilde die reellen Funktionen

$$f_1(x_1),\ f_2(x_2),\ \ldots\ f_N(x_N) \quad \text{und} \quad g_1(x_1),\ \ldots\ g_N(x_N)$$

die nur der Bedingung unterworfen sind, dass ihre "mathematische Hoffnung"

$$\int_a^b f_n(x_n)\,\varrho(x_n)\,dx_n = 0 \quad \text{(ebenso für } g_n\text{)}$$

ist. Die Wahrscheinlichkeit, dass gleichzeitig

1. $v < \sum_n f_n(x_n) < v + dv$

2. $u < \sum_n g_n(x_n) < u + du$

ist dann

3. $$w_{fg}\,dv\,du = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{e}{I_{ff}\,I_{gg} - I_{fg}^2}}^{\,-\frac{I_{gg}v^2 - 2I_{fg}vu + I_{ff}u^2}{2(I_{ff}I_{gg} - I_{fg}^2)}}$$

Es bedeuten:

4. $$I_{ff} = \sum_n \int_a^b f_n^2(x_n)\,\varrho(x_n)\,dx_n \qquad I_{gg} = \sum_n \int_a^b g_n^2(x_n)\,\varrho(x_n)\,dx_n$$

$$I_{fg} = \sum_n \int_a^b f_n(x_n)\,g_n(x_n)\,\varrho(x_n)\,dx_n$$

2. Danach ist die Wahrscheinlichkeit, dass Ungleichung 1) ohne Rücksicht auf $\sum g_n$ erfüllt ist,

5. $$w_f\,dv = \frac{1}{\sqrt{2\pi\,I_{ff}}}\,e^{-\frac{v^2}{2I_{ff}}}\,dv$$

ebenso die Wahrscheinlichkeit, dass Ungleichung 2) ohne Rücksicht auf $\sum f_n$ erfüllt ist,

6. $$w_g\,du = \frac{1}{\sqrt{2\pi\,I_{gg}}}\,e^{-\frac{u^2}{2I_{gg}}}\,du$$

Die Summen $\sum f_n$ und $\sum g_n$ sind dann und nur dann statistisch unabhängig, wenn die Wahrscheinlichkeit 5) und 6) multipliziert 3) ergibt, d.h. wenn $I_{fg} = 0$ ist.

Zur Berechnung des Frequenzspektrums eines Schalles aus statistisch folgenden Impulsen werde eine Fourier-Zerlegung einer Funktion vorgenommen, die im Intervall $-\frac{T}{2}$ bis $+\frac{T}{2}$ N einzelne regellos verteilte Stromimpulse enthalte.

Zunächst bestehe innerhalb des Zeitraumes $-\frac{T}{2}$ bis $+\frac{T}{2}$, und zwar ungefähr zur Zeit t_n ein Stromimpuls, dargestellt durch $\varphi(t - t_n)$; und zwar sei $\varphi(x)$ nur nahe von $x = 0$ merklich von Null verschieden. Die Integrale

7. $$\varphi_m = \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(\xi)\, e^{-\frac{2\pi i m}{T}\xi}\, d\xi \qquad (\varphi_{-m} = \varphi_m^*)$$

in denen m ganzzahlig sein soll, kennzeichnen nach dem Fourier-Theorem die ganze Funktion φ .

Die Fourier-Reihe des Stromimpulses für den genannten Bereich lautet:

$$\sum_{-\infty}^{+\infty} m\, e^{\frac{2\pi i m}{T}t} \int_{-T/2}^{+T/2} \varphi_n(\tau - t_n)\, e^{-\frac{2\pi i m}{T}\tau}\, d\tau$$

8. $$= \sum_{-\infty}^{+\infty} e^{\frac{2\pi i\, m\, t}{T}}\, \varphi_m\, e^{-\frac{2\pi i\, m}{T} t_n}$$

Nun treffen N derartige Impulse regellos verteilt im genannten Zeitraum ein. Der aus ihnen bestehende Strom lässt sich darstellen durch die Reihe

9. $$I = \sum_{-\infty}^{+\infty} I_m\, e^{\frac{2\pi i m}{T} t} \qquad (I_{-m} = I_m^*)$$

Die Koeffizienten bestimmen sich aus

$$I_m = \sum_{n=1}^{N} \varphi_m\, e^{-\frac{2\pi i m}{T} t_n}$$

Setzt man $I_m = F_m + iG_m$

und $\varphi_m = |\varphi_m|\, e^{i\vartheta_m}$, so wird

$$F_m = \sum_{n=1}^{N} |\varphi_m| \cos\left(\frac{2\pi m}{T} t_n - \vartheta_m\right)$$

$$G_m = \sum_{n=1}^{N} |\varphi_m| \sin\left(\frac{2\pi m}{T} t_n - \vartheta_m\right)$$

Anwendung der Sätze 1) und 2) auf die Funktionen

$$f_n(t_n) = |\varphi_m| \cos\left(\frac{2\pi m}{T} t_n - \vartheta_m\right)$$

$$g_n(t_n) = |\varphi_m| \sin\left(\frac{2\pi m}{T} t_n - \vartheta_m\right)$$

der unabhängigen Veränderlichen t_n ergibt

$$I_{ff} = \frac{1}{2} N |\varphi_m|^2 \qquad I_{gg} = \frac{1}{2} N |\varphi_m|^2$$

$$I_{fg} = 0$$

Die Wahrscheinlichkeitsfunktion für F_m und G_m lautet folglich

10. $$w_m\, d F_m\, d G_m = \frac{1}{\pi N |\varphi_m|^2}\, e^{-\frac{F_m^2 + G_m^2}{N|\varphi_m|^2}}\, d F_m\, d G_m$$

und die Wahrscheinlichkeitsfunktion für

$|I_m| = \sqrt{F_m^2 + G_m^2}$ ist danach:

11. $w(I_m)\, d|I_m| = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{|I_m|}{N|\varphi_m|} e^{-\frac{|I_m|^2}{N|\varphi_m|^2}} d|I_m|$

während für das Azimut ψ_m von I_m der ganze Bereich von 0 bis 2π gleichwahrscheinlich ist. Grundlegend wichtig ist die Bemerkung, dass die statistischen Gesetze für verschiedene Koeffizienten I_m und $I_{m'}$ voneinander unabhängig sind. Versteht man nämlich unter

$$f_n(t_n) = |\varphi_m| \begin{matrix}\cos \\ \sin\end{matrix} \left[\frac{2\pi m}{T} t_n - \vartheta_m\right]$$

$$g_n(t_n) = |\varphi_m| \begin{matrix}\cos \\ \sin\end{matrix} \left[\frac{2\pi m'}{T} t_n - \vartheta_{m'}\right]$$

so ergibt sich nach 4) immer $I_{fg} = 0$.

Man erhält jetzt den Mittelwert der Spektralkomponente $|I_m|$

$$\text{zu } \overline{|I_m|} = \int_{-\infty}^{+\infty} |I_m|\, w\left(\frac{I}{m}\right) d|I_m|$$

$$= \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{|I_m|^2}{N|\varphi_m|^2} e^{-\frac{|I_m|^2}{N|\varphi_m|^2}} d|I_m|$$

$$= |\varphi_m| \sqrt{N}$$

Die Komponente $|I_m|$ ist also im Mittel der Wurzel aus der Zahl der Einzelimpulse im Zeitintervall T proportional.

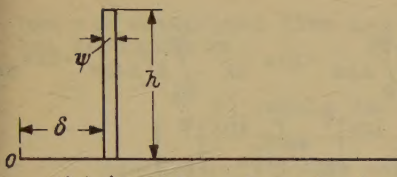
Der Verlauf des Spektrums ist durch $|\varphi_m|$ bestimmt, das sich aus der Fourier-Darstellung des Einzelimpulses je nach dessen Form ergibt. Bei Änderung von N bleibt der Verlauf des Spektrums also erhalten. Akustisch bedeutet das, dass bei statistischen Schallen eine Änderung der Impulszahl lediglich eine Lautstärkeänderung bedingt, dass dagegen die Klangfarbe des Schallvorganges erhalten bleibt.

Eine Fourier-Reihendarstellung eines Vorganges kann nur ein Linienspektrum liefern, dessen einzelne Komponenten mindestens einen Abstand $\frac{1}{T}$ haben. Ein kontinuierliches dichtes Spektrum erhält man streng eigentlich nur durch eine Fourier- Integral-Darstellung, d.h. T geht $\to \infty$, doch liegen bei genügend grossem T die Komponenten schon beliebig dicht.

Wir wollen jetzt die Spektren von einigen Impulsarten berechnen, um ihren Verlauf kennzulernen.

A) Die Teiltonkomponenten eines Rechteckimpulses

Um den Verlauf des Spektrums zu ermitteln, ist es nur nötig, die Fourier - Zerlegung eines einzelnen Impulses vorzunehmen, und zwar interessieren nur die Werte $C_n^2 = (\varphi_n)(\varphi_n^x)$



Setzt man der Einfachheit halber durch eine geeignete Transformation die Fourier-Periode $T = 2\pi$, dann liege ein Rechteckimpuls im Intervall 0 bis 2π an der Stelle δ. Seine Breite sei ψ seine Höhe h. Dann ist

$$\varphi(x) = C_o + C_1 \sin(x + \varphi_1) + C_2 \sin(2x + \varphi_2) + \ldots\ldots$$

und

$$C_n^2 = \left(\frac{1}{\pi}\right)^2 \int_o^{2\pi} \varphi(x)\, e^{inx}\, dx \cdot \int_o^{2\pi} \varphi(x)\, e^{-inx}\, dx$$

$$= \left(\frac{1}{\pi}\right)^2 \int_\delta^{\delta+\psi} h\, e^{inx}\, dx \int_\delta^{\delta+\psi} h\, e^{-inx}\, dx$$

$$= \left(\frac{1}{\pi}\right)^2 \left(\frac{h}{n}\right)^2 \left(e^{in(\delta+\psi)} - e^{in\delta}\right)\left(e^{-in(\delta+\psi)} - e^{-in\delta}\right)$$

$$C_n^2 = \left(\frac{h}{\pi n}\right)^2 (2 - 2\cos n\psi) \qquad \text{oder auch}$$

$$= \left(\frac{h\cdot\psi}{\pi}\right)^2 \left(\frac{\sin\frac{n\psi}{2}}{\frac{n\psi}{2}}\right)^2$$

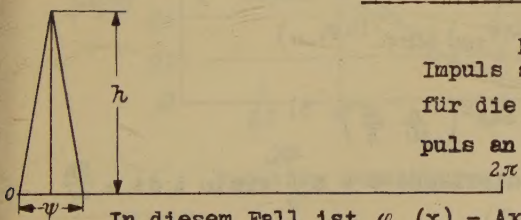
Die Amplituden $\sqrt{C_n^2} = |\varphi_n|$ sind von der Stelle δ, an der der Impuls stattfindet, unabhängig, wie sich leicht ganz allgemein für jeden Impuls zeigen lässt. Die Werte c_ν^2 einer Fourier- Integral-Darstellung erhält man aus den C_n^2 einfach durch Multiplikation mit dem Quadrat der Fourier-Periode 2π. Dabei bedeutet dann c_ν^2 die spektrale Energie im Frequenzbereich ν bis $\nu + 1$. Es ist

$$c_\nu^2 = 4\,(h\psi)^2 \left(\frac{\sin\frac{\nu\psi}{2}}{\frac{\nu\psi}{2}}\right)^2$$

Beim Rechteckimpuls ist die Impulsfläche $c = h\psi$. Zum Vergleich mit den Spektren anderer Impulsarten wird der Wert $\left(\frac{\pi C_n}{c}\right)^2$ angegeben; beim Rechteckimpuls ist

$$\left(\frac{\pi C_n}{c}\right)^2 = \left(\frac{\sin\frac{n\psi}{2}}{\frac{n\psi}{2}}\right)^2$$

B) Dreieckimpuls



Da die Stelle δ, an der der Impuls stattfindet, keine Bedeutung hat für die C_n^2, so kann man immer den Impuls an die Stelle 0 setzen.

In diesem Fall ist $\varphi(x) = Ax$ für $0 \leq x \leq \psi/2$

$\varphi(x) = -A(x - \psi)$ für $\psi/2 \leq x \leq \psi$

Damit wird

$$C_n^2 = \left(\frac{1}{\pi}\right)^2 \left[\int_0^{\psi/2} Axe^{inx}\,dx - \int_{\psi/2}^{\psi} A(x-\psi)e^{inx}\,dx\right]\left[\int_0^{\psi/2} Axe^{-inx}\,dx - \int_{\psi/2}^{\psi} A(x-\psi)e^{-inx}\,dx\right]$$

$$= \left(\frac{A}{\pi}\right)^2 \left\{\left[\frac{xe^{inx}}{in} - \frac{e^{inx}}{-n^2}\right]_0^{\psi/2} - \left[\frac{xe^{inx}}{in} - \frac{e^{inx}}{-n^2}\right]_{\psi/2}^{\psi} + \psi\left[\frac{e^{inx}}{in}\right]_{\psi/2}^{\psi}\right\}$$

$$\left\{\left[\frac{xe^{-inx}}{-in} - \frac{e^{-inx}}{-n^2}\right]_0^{\psi/2} - \left[\frac{xe^{-inx}}{-in} - \frac{e^{-inx}}{-n^2}\right]_{\psi/2}^{\psi} + \psi\left[\frac{e^{-inx}}{-in}\right]_{\psi/2}^{\psi}\right\}$$

$$= \left(\frac{A}{\pi n^2}\right)^2 \left(2e^{in\psi/2} - e^{in\psi} - 1\right)\left(2e^{-in\psi/2} - e^{-in\psi} - 1\right)$$

$$= \left(\frac{A}{\pi n^2}\right)^2 \left(6 + 2\cos n\psi - 8\cos n\psi/2\right)$$

Beim Dreieckimpuls ist $A = 2h/\psi$ und die Impulsfläche $c = A\,(\frac{\psi}{2})^2$.

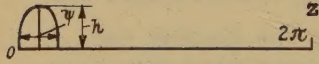
Der Wert $\left(\frac{\pi C_n}{c}\right)^2$ wird dann

$$\left(\frac{1}{n\,\psi/2}\right)^4 \cdot \left(6 + 2\cos n\psi - 8\cos n\,\psi/2\right)$$

Für $n\,\psi/2 \to 0$, d.h. für die tiefen Komponenten ist $\lim \left(\frac{\pi C_n}{c}\right)^2 = 1$

C) Sinus-Impuls

Es ist anzusetzen $y(x) = h \cdot \sin \frac{\pi}{\psi} x = h \cdot \sin \omega x$ zwischen 0 und ψ. Dann ist



$$(\pi C_n)^2 = \left[\int_0^{\psi} h \cdot \sin\omega x e^{inx}\,dx\right]\left[\int_0^{\psi} h \cdot \sin\omega x e^{-inx}\,dx\right]$$

Nun ist $\int \sin\alpha x\; e^{\beta x}\,dx = \frac{\beta \sin\alpha x - \alpha\cos\alpha x}{\alpha^2 + \beta^2}\; e^{\beta x}$

Damit wird $(\pi C_n)^2 = \left(\frac{h}{\omega^2 - n^2}\right)^2 \left(in\sin\omega\psi \cdot e^{in\psi} - \omega\cos\omega\psi e^{in\psi} + \omega\right)$

$$\left(-in\sin\omega\psi\, e^{-in\psi} - \omega\cos\omega\psi e^{-in\psi} + \omega\right)$$

Nun ist wegen $\pi = \omega\psi$

$$(\pi C_n)^2 = \left(\frac{h}{\omega^2 - n^2}\right)^2 \left(\omega e^{in\psi} + \omega\right)\left(\omega e^{-in\psi} + \omega\right)$$

$$= h^2 \frac{\omega^2}{(\omega^2 - n^2)^2} \cdot 4\cos^2\left(\frac{n}{\omega} \cdot \frac{\pi}{2}\right) \quad 5)$$

Berücksichtigt man, dass die Impulsfläche $c = h\int_0^{\pi/\omega} \sin\omega t\,dt = \frac{2h}{\omega}$ ist, dann ist $\left(\frac{\pi C_n}{c}\right)^2 = \frac{\cos^2\left(\frac{n}{\omega} \cdot \frac{\pi}{2}\right)}{\left(1 - \left(\frac{n}{\omega}\right)^2\right)^2}$

---

5) vgl. P.Kotowski, Rauschen von Phonogrammträgern, Berlin 1934, S.15

Dem $n\psi$ entspricht hier n/ω. Der Funktionsverlauf ist ähnlich wie bei den anderen.

D) Impuls der Form $A\, x^r\, e^{-\alpha x}$

Diese Impulsformen werden bei Geräuschen oft vorkommen. Wenn α gross genug ist, d.h. der Impuls nach sehr kleiner Zeit praktisch Null ist, gelten unsere Voraussetzungen, und es kann auch hier die Berechnung des Schallspektrums einfach durch Fourier-Zerlegung eines Impulses erfolgen.

Es ist
$$\left(\pi C_n\right)^2 = \int_0^{2\pi} y(x) e^{inx}\, dx \int_0^{2\pi} y(x) e^{-inx}\, dx$$

$$= A^2 \int_0^{2\pi} x^r e^{(in-\alpha)x} dx \int_0^{2\pi} x^r e^{-(in+\alpha)x}\, dx$$

Jetzt ist $\int_0^{\infty} e^{+\beta x} x^{n-1} dx = \frac{(n-1)!}{\beta^n}$

bei genügend grossem α geht aber $\int_0^{2\pi} \rightarrow \int_0^{\infty}$

$$\left(\pi C_n\right)^2 = A^2 \frac{r!}{(in-\alpha)^{r+1}} \cdot \frac{r!}{-(in+\alpha)^{r+1}}$$

$$= A^2 (r!)^2 \frac{1}{(\alpha^2+n^2)^{r+1}}$$

Hier ist die Impulsfläche $c = A \int_0^{\infty} x^r e^{-\alpha x} dx = \frac{r!}{\alpha^{r+1}} \cdot A$ [6]

Damit wird $\left(\frac{\pi C_n}{c}\right)^2 = \frac{1}{\left(1+\left(\frac{n}{\alpha}\right)^2\right)^{r+1}}$

Es werden in Abb. 1 die Spektren für einige Impulsformen zusammengestellt. Dabei ist die Impulsbreite ψ überall gleich. Beim Dreieckimpuls allerdings ist die Breite ψ gleich der Breite in halber Höhe gesetzt.

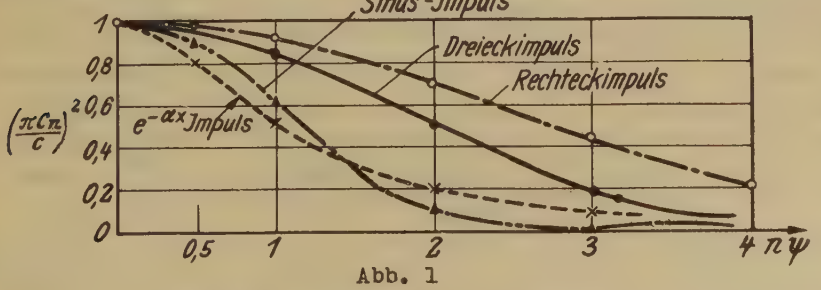


Abb. 1

Spektren verschiedener Impulsformen

6) Für r = 0 findet W.Schottky das Ergebnis auf ganz andere Weise im Phys. Rev. 28, S.92, 1926.

Beim $e^{-\alpha x}$ Impuls ist $\psi = 1/\alpha$.
Ausserdem sind die Flächen sämtlicher Impulse gleich gross.

Es wurde gezeigt, dass der Verlauf des Spektrums eines durch eine Folge statistisch verteilter Impulse verursachten Schalles lediglich von der Impulsform abhängig ist, und dass die Spektren für die berechneten Impulsformen kontinuierlich dicht alle Komponenten enthalten, wie man jeweils durch Übergang zur Fourier-IntegralDarstellung ableiten kann. Man sieht, dass man auch die anfangs gestellte Bedingung erfüllen kann, dass nämlich im akustisch wahrnehmbaren Gebiet, also von ca. 50 ... 10 000 Hz immer in gleichen Spektralintervallen gleiche Energie vorhanden ist. Falls man nämlich ψ schmal genug wählt, so dass für $n = 10^4$ ψn noch klein ist, ist in sämtlichen berechneten Fällen der Verlauf des Spektrums fast durch eine Gerade gegeben bis zu den geforderten Werten, wie es schon vom Schrot - Effekt her bekannt ist 7).

Schalle, die durch eine solche statistische Folge von Impulsen mit kontinuierlichem Frequenzspektrum verursacht werden, sind z.B. das Rauschen von Kohlemikrophonen, elektrischen Widerständen, von Tonfilmen, Schallplatten, das Geräusch des verstärkten Schrot-Effektes und ähnliche Vorgänge mehr.

Falls dabei die Dauer eines Impulses kurz genug ist, haben diese Schalle ein Spektrum, bei dem im akustischen Gebiet in gleichen Frequenzintervallen gleiche Energie vorhanden ist. Es muss hier allerdings heissen: ein gleicher zeitlicher Mittelwert der Energie. Die Werte C_n^2 schwanken ja mit der Zeit völlig unregelmässig. Diese Schwankungen sollen jetzt näher untersucht werden. Vom Standpunkt der Akustik sind zumeist nur die relativen Schwankungen von Interesse.

Schwankungen statistischer Geräusche

Man beobachtet das Geräusch im allgemeinen elektrisch, und zwar mit einem Instrument, das über eine bestimmte Zeit mittelt. Akustisch wichtig sind jetzt die zeitlichen Schwankungen der Wechselstromenergie, die dem Wert I^2 proportional ist. Man beobachtet am besten mit einem energieanzeigenden Instrument, das frequenzunabhängig ist, wozu sich ein Hitzdraht-Amperemeter verwenden lässt. Der Strom $I = \sum_{-\infty}^{+\infty} I_m e^{\frac{2\pi i m t}{T}}$ (nach Seite 3) werde im Hitzdrahtinstrument beobachtet, das die Temperaturerhöhung des Heizdrahtes über die Umgebung misst. Auf plötzliche Zuführung einer Wärmemenge Q zur Zeit 0 reagiere es mit dem Ausschlag $A(t) = Qe^{-\alpha t}$, dabei ist $\alpha T \gg 1$. Allgemein ist bei dauernder Stromzuführung

12) $$A(t) = \alpha \int_{-\infty}^{t} RI^2(\tau)\, e^{-\alpha(t-\tau)}\, d\tau$$

R ist dabei als Widerstand, I(t) als die zur Zeit t herrschende Stromstärke gedacht.

---

7) vgl. S. 1, Anm. 2).

Diese Kennzeichnung des Messinstrumentes lässt sich durch eine andere ersetzen, ohne dass der folgende Gedankengang dadurch wesentlich berührt würde.

Aus 9) und 12) ergibt sich:

$$\frac{A}{R} = \alpha \sum_{m,r} I_m I_r^{\times} e^{-\alpha t} \int_{-\infty}^{t} e^{\left[\alpha + \frac{2\pi i}{T}(m-r)\right]\tau} d\tau$$

$$= \alpha \sum_{m,r} I_m I_r^{\times} \frac{1}{\alpha + \frac{2\pi i}{T}(m-r)} \cdot e^{\frac{2\pi i}{T}(m-r)\, t}$$

$$= \alpha \sum_{m,r} \frac{|I_m||I_r|}{\sqrt{\alpha^2 + \left(\frac{2\pi}{T}(m-r)\right)^2}} \cdot e^{i\left[\frac{2\pi}{T}(m-r)\, t + \psi_m - \psi_r + X_{mr}\right]}$$

wobei wie oben ψ_m das Azimuth von I_m bedeutet und

$$tg\, X_{mr} = \frac{2\pi\,(m-r)}{\alpha\, T}$$

ist. Die Summation nach m und r durchläuft alle Werte von - bis + unendlich, sofern man nicht einen Spektralbereich experimentell aussondert. Reicht dieser von den Schwingungszahlen M/T bis M'/T, so ist jede der Summationen nur zwischen diesen Werten, aber auch zwischen -M/T bis -M'/T auszuführen. Wegen $I_{-m} = I_m^{*}$ ergibt der negative Teilbereich das konjugiert Komplexe wie der erste. Unter Beschränkung auf positive Werte von m und r kann man somit schreiben:

13 $$\frac{A}{R} = 2\alpha \sum_{m,r}{}' \frac{|I_m||I_r|}{\sqrt{\alpha^2 + \left(\frac{2\pi}{T}(m-r)\right)^2}} \cos\left[\frac{2\pi}{T}(m-r)\, t + \psi_m - \psi_r + X_{mr}\right] + \sum |I_m|^2$$

Die zweite einfache Summe stellt den Mittelwert von A/R für die lange Zeit T dar, die Doppelsumme, in welcher nunmehr m nicht gleich r werden darf, die Schwankungen von A/R. Wir bezeichnen die Doppelsumme mit B.

Die ψ_m nehmen, wie auf Seite 4 erwähnt, jeden Wert zwischen 0 und 2π mit der gleichen Wahrscheinlichkeit an. Dasselbe gilt daher für die Argumente der cos-Funktionen in 13).

$$\Theta_{mr} = \frac{2\pi}{T}(m-r)t + \psi_m - \psi_r + X_{mr}$$

Allerdings sind die Θ_{mr} nicht unabhängige Veränderliche; vielmehr besteht zwischen je dreien von ihnen die Identität

$$(\Theta_{mr} - X_{mr}) + (\Theta_{rs} - X_{rs}) + (\Theta_{sm} - X_{sm}) = 0$$

Dies ändert nichts daran, dass der durch Mittlung nach den Phasen bei festgehaltenem I_m quadratische Mittelwert der Doppelsumme in 13) ist:

$$\overline{B^2} = 2\alpha^2 \sum_{m,r}{}' \frac{|I_m|^2 |I_r|^2}{\alpha^2 + \left[\frac{2\pi}{T}(m-r)\right]^2}$$

Denn die in B^2 auftretenden Summanden mit den Faktoren

$$\cos\Theta_{rs}\ \cos\Theta_{sm} = \cos\left(\Theta_{mr} + \Theta_{sm} - \left(X_{mr} + X_{rs} + X_{sm}\right)\right) \cos\Theta_{sm}$$

ergeben jeder für sich Null, wenn man nach ϑ mr mittelt. Den endgültigen Mittelwert $\overline{\overline{B^2}}$ erhalten wir, wenn wir dies mit den durch 11) gegebenen Wahrscheinlichkeiten aller I_m multiplizieren und nach allen I_m von - bis + unendlich integrieren. Also:

$$\overline{\overline{B^2}} = 4\alpha^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \cdots \int \sum{}' \frac{|I_m|^2 |I_r|^2}{\alpha^2 + \left[\frac{2\pi}{T}(m-r)\right]^2} \overline{\prod_s w(I_s)\, d|I_s|}$$

Die Indices m, r und s haben alle den gleichen Bereich ganzer Zahlen zu durchlaufen.

Zur Auswertung vertauschen wir die Reihenfolge von Summation und Integration. Greifen wir ein bestimmtes Wertepaar m, r heraus, so liefern die Integrationen über alle I_s, deren Index weder m noch r ist, den Faktor 1. Die Integration nach I_m führt auf des Integral

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |I_m|^2 \omega(I_m)\, d|I_m| = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{2|I_m|^3}{N|\varphi_m|^2} e^{\frac{-|I_m|^2}{N|\varphi_m|^2}} d|I_m|$$

$$= 2N|\varphi_m|^2$$

Entsprechendes gilt für I_r. Folglich:

14) $$\overline{\overline{B^2}} = 8N^2 \sum_{m \neq r}{}' \frac{|\varphi_m|^2 |\varphi_r|^2}{1 + \left[\frac{2\pi}{\alpha T}(m-r)\right]^2}$$

Die Summation ist über alle ganzzahligen Punkte der mr - Ebene auszuführen, welche innerhalb eines zur Geraden m = r symmetrisch liegenden Quadrates liegen. Die Punkte auf dieser Geraden sind fortzulassen.

Die mittlere Schwankung der Energie eines Schalles aus statistisch folgenden Impulsen ist

$$\sqrt{\overline{B^2}} = 2N \sqrt{2 \sum{}' \frac{|\varphi_m|^2 |\varphi_r|^2}{1 + \left[\frac{2\pi}{\alpha T}(m-r)\right]^2}}$$

Die Energie selbst ist darstellbar durch const·N, wobei die Konstante durch die Impulsform gegeben ist.

Die relative Schwankung der Energie ist also unabhängig von der Zahl N der Einzelimpulse in T.

Bei den experimentellen Anwendungen wurde aus dem Gesamtfrequenzbereich mittels Siebketten ein bestimmtes Band $f_1 \ldots f_2$ herausgeschnitten. In diesem Zusammenhang interessiert die Schwankung in Abhängigkeit von der Breite des Durchlassbereiches. In diesem Fall ist die Summation über m und r nur zwischen den Werten $\frac{f_1}{T}$ und $\frac{f_2}{T}$ auszuführen. Man wird experimentell nur mit solchen Impulsen arbeiten, bei denen $|\varphi_m|$ bezw. $|\varphi_r|$ im fraglichen Bereich konstant ist, was bei genügend kurzen Impulsen stets der Fall ist. Dann lässt sich $|\varphi_m|^2 |\varphi_r|^2$ vor die Summe schreiben. Es wird

$$\overline{\overline{B^2}} = \text{const} \sum \frac{1}{1 + \left[\frac{2\pi}{\alpha T}(m-r)\right]^2}$$

Schreibt man diese Summe als Summation über die Frequenzen, so wird wegen f = m T

$$\overline{\overline{B^2}} \sim \sum_{f+f'} \frac{1}{1+\left[\frac{2\pi}{\alpha}(f-f')\right]^2}$$

Ist der Frequenzbereich nicht zu klein, so lässt sich die Summe durch das Integral $\int_{f_1}^{f_2} dx \int_{f_1}^{f_2} dy \frac{1}{1+\left(\frac{x-y}{\beta}\right)^2}$ $\left(\beta = \frac{\alpha}{2\pi}\right)$ ersetzen. Dies ist gleich

$$2(f_2-f_1)\beta \operatorname{arctg} \frac{f_1+f_2}{\beta} - \frac{\beta^2}{2} \log\left(1+\left(\frac{f_1+f_2}{\beta}\right)^2\right)$$

Bei experimentellen Arbeiten ist ß von der Grössenordnung 1. f_1 und f_2 sind bei akustischen Fragen erst so gross, dass man den $\log\left(1+\left(\frac{f_1+f_2}{\beta}\right)^2\right)$ noch vernachlässigen gegen den Wert $2(f_2-f_1)\beta$ $\operatorname{arctg} \frac{f_1+f_2}{\beta}$. Da andererseits der $\operatorname{arctg} \frac{f_1+f_2}{\beta}$ für nicht zu kleine Frequenzen gegen $\pi/2$ geht, so wird $\overline{\overline{B^2}}$ im wesentlichen proportional f_2-f_1, und die Schwankung der Wechselstromenergie $B \sim \sqrt{f_2-f_1}$

Die Wechselstromenergie des Frequenzbandes $f_1 \ldots . f_2$ ist aber proportional $f_2 - f_1$.

Damit wird die relative Schwankung der Wechselstromenergie eines bestimmten Durchlassbereiches proportional

$$\sqrt{\frac{1}{f_2-f_1}}$$

Die Abhängigkeit der Schwankung von dem Wert α, der die Zeitkonstante des Beobachtungsinstrumentes charakterisiert, lässt sich explizit nicht angeben. Man sieht aber, dass mit grösser werdendem α, d.h. bei kleinerer Zeitkonstante des Beobachtungsinstrumentes die Schwankungen wachsen.

Experimentelle Herstellung von kontinuierlichen Schallspektren

Zur experimentellen Untersuchung der oben angegebenen Zusammenhänge wurden eine Reihe von Schallvorgängen hergestellt und ihre Spektren untersucht.

Die Schalle wurden gewonnen

1. durch Verstärkung eines radioaktiven Zerfallvorganges 8),
2. durch Verstärkung des Barkhausen-Effektes. Dieser ist bedingt durch das statistisch verteilte Umklappen einzelner Elementarmagnete beim Ummagnetisieren ferromagnetischer Stoffe,
3. durch Verstärkung des Kohlemikrophonrauschens, das verursacht wird durch statistisch erfolgende Widerstandsänderungen der Kohlefüllung,
4. durch Verstärkung des Schrot - Effektes.

8) Nach einem Vorschlag von E.Lau.

Schaltung des Geigerschen Zählers.

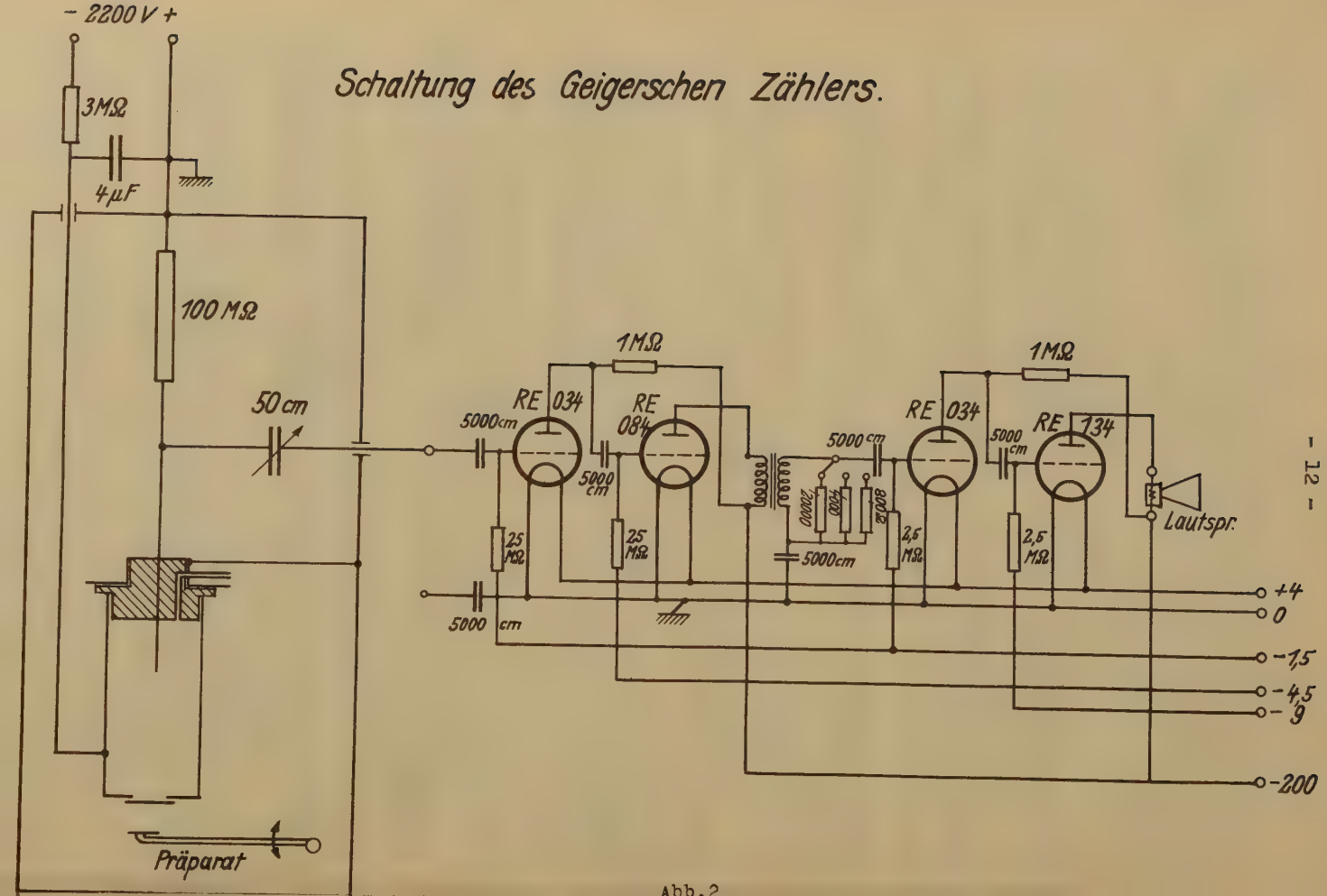


Abb. 2

Die Klanganalyse der Schalle wurde nach der Grützmachersohen 9) Suchtonmethode vorgenommen. E swerden der vom Mikrophon kommende elektrische Strom und ein Suchton gleichzeitig auf einen quadratischen Gleichrichter gegeben, in dem der erste Differenzton gebildet wird. Hinter dem Gleichrichter liegt ein Tiefpass (10, 20 oder 40 Hz Bandbreite), an den ein Verstärker mit Anzeigeinstrument angeschlossen ist. Mit dem Suchton durchläuft man den gesamten Frequenzbereich. Ist ein bestimmter Ton im Schall enthalten, so zeigt das Anzeigeinstrument in dem Bereich einen Ausschlag, in dem der Suchton dem Ton auf ± 10 (bzw. 20, 40) Hz benachbart ist.

Der Ausschlag des Anzeigeinstrumentes ist der Amplitude des Teiltones proportional, falls die Suchtonamplitude im gesamten Frequenzbereich gleich bleibt.

1. Spektrum eines Schalles, der gewonnen wird durch Verstärkung eines radioaktiven Zerfallvorganges

Die Strahlung eines α Strahlers wurde in einem Geigerschen Zählrohr gezählt, mittels eines elektrischen Verstärkers verstärkt und durch einen Lautsprecher akustisch wahrnehmbar gemacht. Der Zähler, der freundlicherweise von Herrn Dr. H.F r ä n z in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt zur Verfügung gestellt wurde, ist eine zylindrische Metallkammer, deren eine Grundfläche ein Fenster enthält, - das Fenster ist eine dünne Goldfolie - und deren andere Grundfläche aus Isoliermaterial gebildet ist, durch das eine dünne Metallspitze in das Innere der Kammer führt. Ausserdem ist dort ein Pumpstutzen angesetzt. Der Zähler zählt bei ca. 2000 Volt angelegter Spannung. Die Schaltung des Zählers zeigt Abb.2.

Durch jedes α Teilchen wird eine Ionenwolke ausgelöst, die allmählich abklingt. Abb. 3 gibt das Auftreffen einzelner α Teilchen in Form eines Oszillogramms wieder. Danach lässt sich der Vorgang etwa darstellen durch ein Gesetz der Form $x^r e^{-\alpha x}$.

Für Impulse der Form $x^r e^{-\alpha x}$ war auf S.7 das Spektrum berechnet. Danach ist bis auf eine Konstante

$$\sqrt{\overline{c_n^2}} = \sqrt{\frac{1}{\left(1+\left(\frac{n}{\alpha}\right)^2\right)^{r+1}}}$$

Für grosse n/α geht die Kurve asymptotisch gegen $(\alpha/n)^{r+1}$. Bei doppelt logarithmischer Darstellung, wie sie bei Frequenzspektren üblich ist, ergibt diese Kurve eine Gerade

$$\sqrt{\overline{c_n^2}} = (r+1)\ (\alpha - n)$$

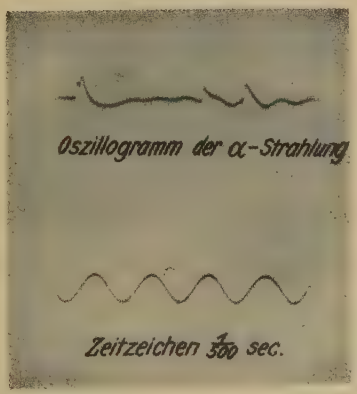


Abb. 3

9) M. Grützmacher, Zts.f.techn.Phys. 8, S.506,1927. ENT 4, S.593, 1927.

die an der Stelle $n = \alpha$ den Wert 1 hat und mit einer Neigung $tg\varphi = -(r+1)$ verläuft. Dieser Geraden nähert sich das Spektrum für grosse n/α . Für kleine n/α erreicht $\sqrt{\overline{c_n}^2}$ asymptotisch den Wert 1. Man kann also in doppelt logarithmischem System den Verlauf des Spektrums asymptotisch darstellen durch die zwei Geraden.

$$\sqrt{\overline{c_n}^2} = 1 \quad \text{und} \quad \sqrt{\overline{c_n}^2} = (r+1)(\alpha - n) \text{ (vgl. Abb.4)}$$

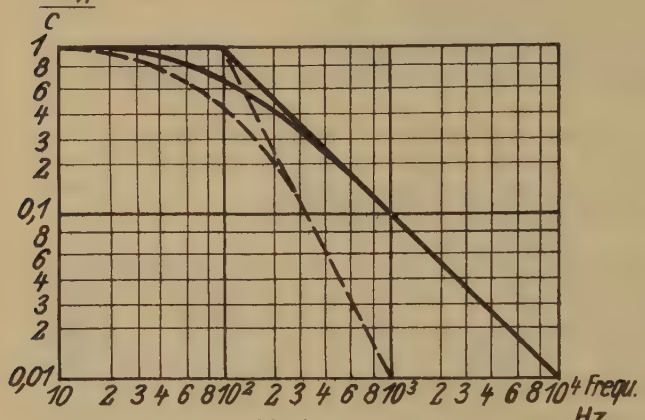


Abb.4

Spektrum von $e^{-\alpha x}$ ——, und $xe^{-\alpha x}$ – – –

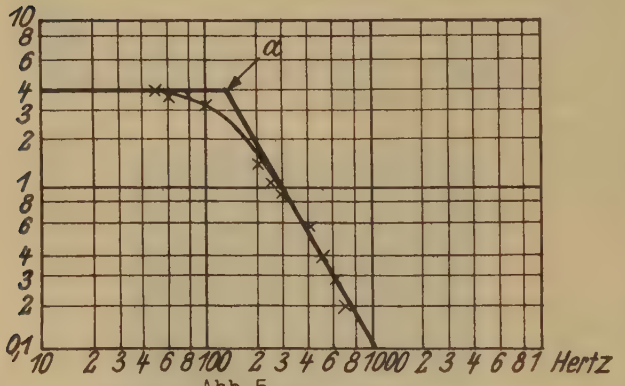


Abb.5

Spektrum des α-Strahlen Geräusches

Dort sind die Spektren dargestellt für Impulse $e^{-\alpha x}$ und $xe^{-\alpha x}$. Dabei ist $\alpha = 100$ gewählt.

Übrigens ergibt der Schnittpunkt der zwei Geraden gerade den Wert α.

Abb. 5 zeigt den experimentell gewonnenen Verlauf des Schallspektrums. Man erkennt hier tatsächlich die zwei asymptotischen Geraden, ferner bestimmt sich α aus dem Schnitt der zwei Geraden zu ca. 120 sec^{-1}. In diesem Fall sollte nur der prinzipielle Verlauf des Spektrums geprüft werden. Es war kein besonderer Wert auf ein besonders kurze Zeitkonstante des Vorgangs gelegt worden. Der Zähler enthielt normale Luft, die lediglich etwas verdünnt war.

Man kann jedoch durch Füllung des Zählers mit Wasserstoff oder Argon erreichen, dass die Zeitkonstante des Abklingvorganges auf 10^{-3} bis 10^{-4} sec verringert wird 10), so dass die Komponenten des Spektrums noch bis ca. 1000 Hz gleich stark bleiben.

Eine Aufnahme des Spektrums, bei der die Geigersche Kammer mit Argon von ca. 970 m Bar gefüllt war, zeigt Abb. 6. Die Zeitkonstante lässt sich bei derartigen Zählern jedoch nicht so weit verkleinern, dass im gesamten akustischen Bereich alle Teiltonkomponenten gleich stark sind.

---

10) H. Fränz u. W. Bote, Hdb.d.Phys. 2.Aufl. 12 (1), S.161,1933

2. Spektrum des Barkhausen - Effektes

Man kann das Umklappen einzelner Elementarmagnete beim Ummagnetisieren ferromagnetischer Stoffe dazu verwenden, um einen Schall mit kontinuierlichem Frequenz - spektrum herzustellen. Dazu benutzt man die von Brion 11) angegebene Erscheinung der Drehhysterese. Die Einzelvorgänge folgen hier auch in zeitlich statistischer Verteilung aufeinander. Man lässt eine kleine Scheibe eines ferromagnetischen Materials in einem starken Magnetfeld rotieren. Senkrecht zum Feld befinden sich zwei kleine Spulen, zwischen denen die Scheibe sich dreht, von deren Enden man auf den Eingang eines Verstärkers geht. Jeder Elementarmagnet, der ummagnetisiert wird, erzeugt einen Stromimpuls in der Spule. In diesem Fall ist der Impuls proportional dem zeitlichen Differentialquotienten des Vorganges, also proportional $\frac{dy}{dt}$. Ist nun

$y = f(\omega) \sum \sin \omega t$,

dann ist $\frac{dy}{dt} = f(\omega) \sum \omega \cos \omega t$. Man erhält also ein Frequenzspektrum, bei dem die einzelnen Komponenten mit ansteigen. Unter Berücksichtigung dieses Umstandes ist das Spektrum des Barkhausen-Effektes verständlich, bei dem diese Beziehung ungefähr erfüllt ist. (Abb. 7).

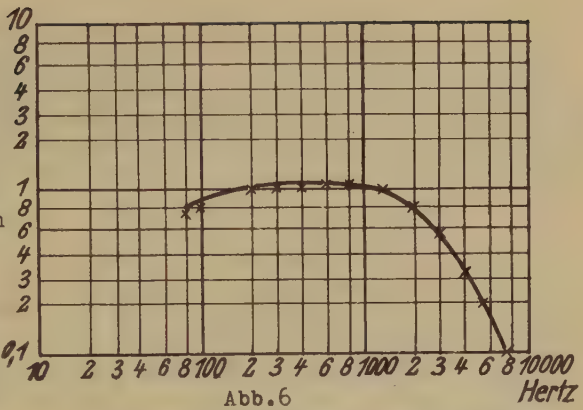


Abb.6
Frequenzspektrum des Geräusches der radioaktiven Strahlung

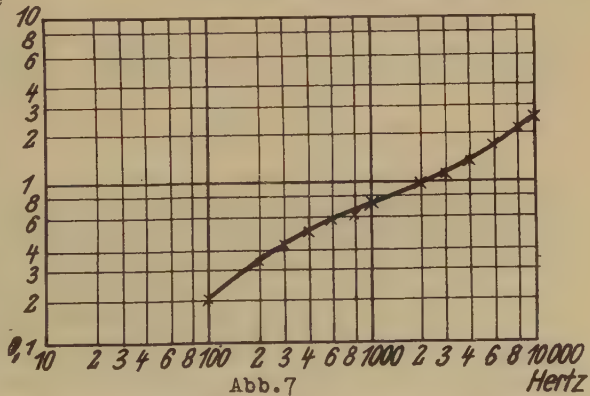


Abb.7
Frequenzspektrum des Geräusches vom Barkhausen-Effekt

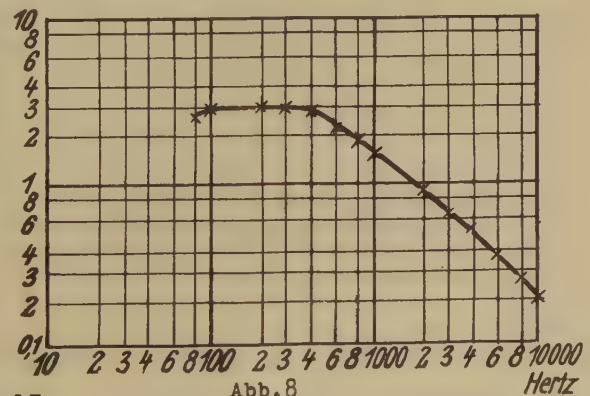


Abb.8
Frequenzspektrum des Geräusches beim Mikrophon-Rauschen

11) H. Brion, Ann.d.Phys. 15, S. 167, 1932

Eine praktische Anwendung der Drehhysterese ist das von Riepka angegebene Rauschnormal (DRP 460 440), das bei der Fabrikation technischer Widerstände als Vergleichsnormal zur Prüfung der Rauscheigenschaften von Widerständen dient. Dabei rotiert eine Nickelscheibe im Feld eines Permanentmagneten. Senkrecht zum Feld befinden sich die zwei Spulen, in denen beim Umklappen die Stromstösse induziert werden. An das Gerät ist ein mehrstufiger Verstärker anzuschliessen.

3. Spektrum des Kohlemikrophonrauschens

Der Strom in einem Kohlemikrophon verursacht eine thermische Ausdehnung der Kohlekörperchen. Durch diese mechanischen Verschiebungen entstehen Kontaktänderungen, die eine Änderung des Widerstandes der Kohlefüllung zur Folge haben. Die Widerstandsänderung ist der Anlass des bekannten Rauschens von Kohlemikrophonen. Die Teiltonkomponenten dieses Vorganges zeigt Abb.8. Das Spektrum deutet daraufhin, dass Impulse der Form e^{-at} vorliegen, wobei die Zeitkonstante ungefähr 500 sec^{-1} ist.

Um Mikrophonwirkungen zu vermeiden, befand sich während der Untersuchung das Kohlepulver in sonst üblicher Schaltung in einem gegen Schall undurchlässigen, bleibeschlagenen, dicken Holzklotz.

4. Messungen am Schrot - Effekt

Die bisher untersuchten Schallvorgänge zeigten alle noch kein im gesamten akustischen Bereich konstantes Frequenzspektrum. Das Ziel der Arbeit war jedoch, für den Bereich bis 10^4 Hz ein konstantes kontinuierliches Spektrum herzustellen. Dazu eignet sich besonders der Schrot-Effekt. Man muss jedoch darauf achten, dass der Schrot-Effekt nicht vom sogen. Funkel (flicker)-Effekt 12) überlagert wird, der bei grösseren Stromstärken auftritt. Dieser Effekt ist nach Johnson bei Wolfram-Röhren nur bei sehr tiefen Frequenzen spürbar, während in Oxydröhren bis zu 1000 Hz aufweisen. Das Frequentspektrum 13) des Funkel-Effektes ist ferner nicht gerade im Bereich bis 10^4.

Als Schrot - Rohr fand ein Wolfram- Settig -Rohr Verwendung. Dahinter lag ein Widerstandskapazitätsverstärker mit 10^6facher Verstärkung. Als Widerstand hinter dem Schrot - Rohr lag ein Metallwiderstand, der keinerlei merkliche Raucheigenschaften zeigte. Ausserdem wurde in den ersten Stufen durch Einbau besonders rauschfreier Widerstände und Glimmerkondensatoren dafür gesorgt, dass keine anderen statistischen Geräusche erzeugt wurden.

Um bei der hohen Verstärkung eine akustische Rückkopplung durch Röhrenklingen zu vermeiden, wurden die ersten vier Stufen in einem bleigepanzerten schweren Holzkasten untergebracht, der gleichzeitig eine gute elektrische Schirmung gab, und der ferner besonders körperschallisoliert aufgestellt war.

---

12) Johnson, Phys. Rev. 26, S. 79, 1925.

13) W.Schottky, Phys.Rev. 28, S.93, 1926.

Die Frequenzkurve des Verstärkers zwischen 50 und 10^4 ist gerade. Das im Lautsprecher hörbare Geräusch klingt ähnlich den bisher untersuchten Schallvorgängen etwa wie das Rauschen eines Wasserfalles.

Alle weiteren Gesetzmässigkeiten wurden am Schrot-Effekt kontrolliert, der für die praktischen Anwendungen als einziger verwendet wurde.

Nach S.4 ist $c_n^2 = (\varphi_n) \cdot (\varphi_n^x)$ proportional der Zahl N der Einzelereignisse in der Sekunde. Die Gesamtschallenergie ist proportional $\sum c_n^2$. Bei elektrischer Messung ist die gemessene effektive Spannung proportional der Wurzel aus diesem Wert. Die Spannung muss also proportional $\sqrt{N}$ sein, wenn die Teilchenzahl pro Sekunde N ist.

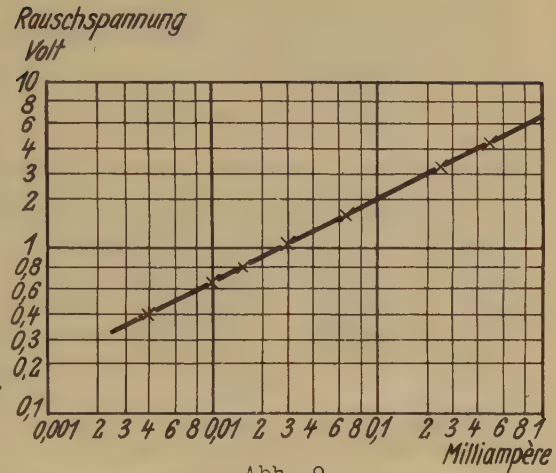


Abb. 9

Amplitude des Geräusches in Abhängigkeit vom Anodenstrom im Schrot-Rohr.

Beim Schrot - Effekt ist die Zahl der Einzelvorgänge proportional dem Anodenstrom. Trägt man daher die Geräuschspannung auf in Abhängigkeit vom Anodenstrom, so muss man eine Abhängigkeit wie $x^{\frac{1}{2}}$ finden.

Experimentell wurde der Anodenstrom im Schrot - Rohr durch Änderung der Heizung variiert. Man muss darauf achten, dass man stets im Sättigungsgebiet arbeitet, wo man einen sehr grossen konstanten Rohrinnenwiderstand hat, ein variabler Rohrwiderstand, der u.U. noch kleiner wird als der äussere Widerstand, würde die Verhältnisse im Schrot-Kreis ändern, und man würde falsche Ergebnisse erhalten, da der Rohrwiderstand parallel zum äusseren Widerstand liegt. Abb. 9 zeigt die Abhängigkeit der Rauschspannung vom Anodenstrom, die genau der obigen Beziehung entsprechen, dass die Rauschspannung mit der Wurzel aus der Stromstärke steigt.

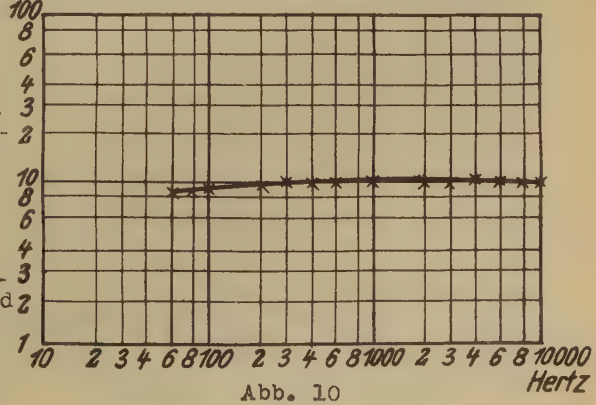


Abb. 10

Spektrum des Schrot-Effektes

Das Spektrum des Schrot-Effektes zeigt Abb.10. Es sind in Uebereinstimmung mit der Rechnung im akustischen Bereich alle Frequenzen gleich stark enthalten. Da man bei der Messung den Suchton auf einen bestimmten Wert N_o ein-

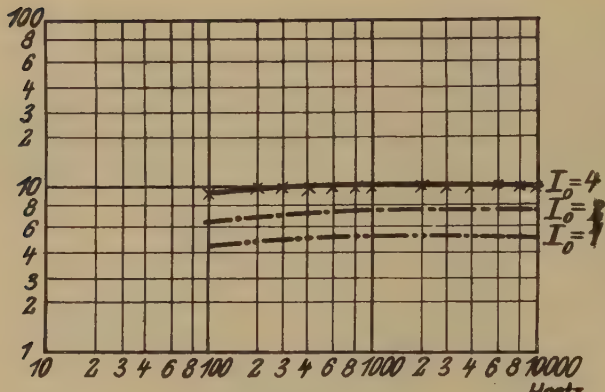


Abb.11

Spektrum des Schrot-Effektes bei verschiedenen Anodenströmen

stellt, so liest man alle Komponenten im Bereich $N_o \pm 10$ (bezw. 20,40) Hz gleichzeitig ab. Nach den Betrachtungen über die Schwankungen muss bei diesem an sich schmalen Bereich eine verhältnismässig grosse Schwankung vorhanden sein. In der Tat zeigt das Anzeigeinstrument ein dauerndes unregelmässiges Schwanken um eine Mittellage. Im Spektrum sind diese Mittelwerte angegeben. Ferner zeigt Abb. 11, dass sich die einzelnen Teiltonkomponenten $\sqrt{c_n^2}$ auch ändern wie $\sqrt{N}$. Dort ist $\sqrt{c_n^2}$ aufgetragen in Abhängigkeit von der Stromstärke im Schrot-Rohr, in dem die Klanganalyse in verschiedenen Anodenströmen durchgeführt wurde.

Am Schrot-Effekt wurden ferner die einzelnen Schwankungserscheinungen untersucht. Zunächst wurden die Schwankungen in Abhängigkeit von der Bandbreite gemessen. Schon die Klanganalyse hatte gezeigt, dass in gleich grossen Frequenzbereichen verschiedener Tonhöhe die relative Schwankung gleich gross war. Zur Messung der mittleren relativen Schwankung bei verschiedener Bandbreite wurden mittels Drossel- und Kondensatorketten aus dem Gesamtvorgang verschiedene Frequenzbänder herausgeblendet. Der schwankende Wechselstrom wurde hinter einem Gleichrichter von einem schreibenden Milliamperemeter aufgezeichnet.

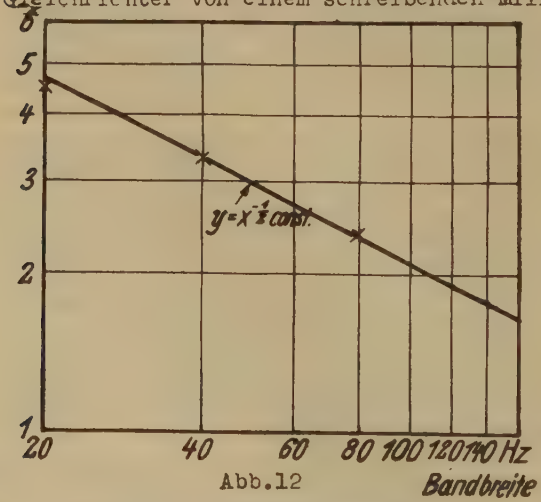


Abb.12

Mittlere relative Schwankung bei 20, 40 und 80 Hz.

Die Schwankungen wurden durch Ausplanimetrieren ermittelt. Das errechnete Gesetz, wonach die mittlere relative Stromschwankung wie $\frac{1}{\sqrt{f_2 - f_1}}$ geht, lässt sich bestätigen. An sich ist die Schwankung der Wechselstromenergie zu

$$\frac{1}{\sqrt{f_2 - f_1}}$$

berechnet worden. Die relative Stromschwankung ist aber von der relativen Schwankung der Energie nur um einen konstanten Faktor verschieden; denn es ist

$$\frac{d(x)^2}{x^2} = \frac{2x\,dx}{x^2} \text{ prop. } \frac{dx}{x}$$

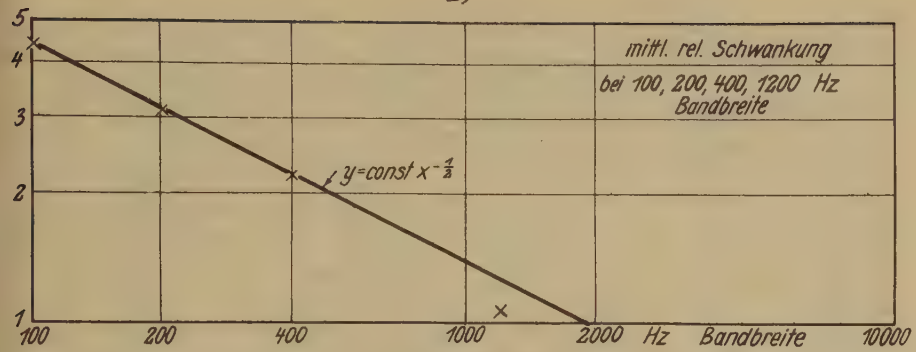


Abb.12a

Abb. 12 zeigt die Schwankung bei Bandbreiten 20,40 und 80 Hz, die einfach aus der Klanganalyse gewonnen sind.

Abb. 12a zeigt die Abhängigkeit von grösseren Brandbreiten, die mittels Siebketten ausgeblendet wurden.

Weiter galt es zu zeigen, dass die mittlere relative Schwankung unabhängig von der sekundlichen Zahl der Einzelvorgänge ist. Es wurden daher bei verschiedenen Anodenströmen, also verschiedener Teilchenzahl Oszillogramme der Wechselstromenergie aufgenommen. Da das Gesamtgeräusch sehr kleine Schwankungen zeigte, und da nach obigen Kurven die Schwankung bei kleineren Bandbreiten grösser wird, wurden Bereiche von 20 und 80 Hz untersucht. Aus den Oszillogrammen (vgl. Abb.13) wurde durch Ausplanimetrieren die mittlere relative Schwankung errechnet. Abb. 14 zeigt die Abhängigkeit der mittleren relativen Schwankung vom Anodenstrom bei zwei verschiedenen Bandbreiten. Innerhalb der in diesem Fall recht grossen Fehlergrenzen ist hier eine Abhängigkeit der Schwankung von der Teilchenzahl nicht zu beobachten.

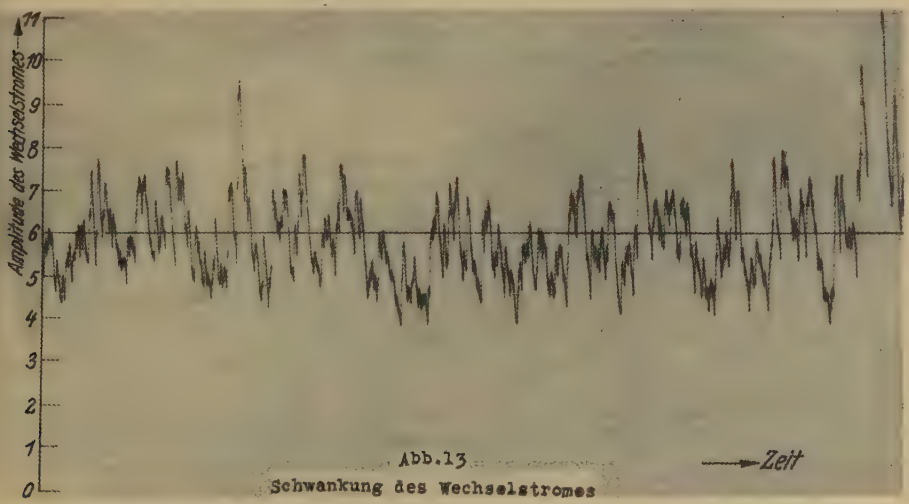


Abb.13
Schwankung des Wechselstromes

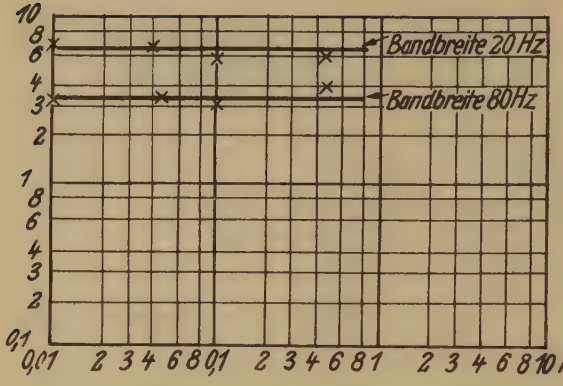


Abb. 14

Mittlere relative Schwankung bei verschiedenen Anodenströmen

Schliesslich zeigte noch die Rechnung, dass die relative Schwankung der Wechselstromenergie mit wachsendem α grösser wurde, wobei $1/\alpha = \delta$ die Zeitkonstante des Beobachtungsinstrumentes charakterisierte. Diese Abhängigkeit wurde experimentell überprüft. Um die Zeitkonstante in bekannter Weise ändern zu können, wurde ein Widerstandskapazitätskreis verwendet; um Energiewerte zu messen wurde ein quadratischer Gleichrichter genommen.(Schaltung Abb. 15, Eichung Abb. 16). Im ersten Rohr findet eine lineare Gleichrichtung des Wechselstromes statt, gleichzeitig lässt sich durch Aendern der Kapazität im Widerstandskapazitätskreis vom ersten Rohr die Zeitkonstante willkürlich variieren. Das zweite Rohr arbeitet im quadratischen Teil seiner Kennlinie. Als Zeichengerät wurde ein Spiegel-Torsionsfaden-Galvanometer verwendet mit einer Eigenperiode von 1/50 sec. Die Messungen wurden mit Zeitkonstanten von 1, 1/4, 1/16 sec. durchgeführt. In diesem Bereich ist das Instrument frequenzunabhängig. Abb. 17 zeigt die Schwankungen bei diesen Werten. Die Zeit, die während der Aufnahme vergangen ist, beträgt je Abschnitt ungefähr 1/2 Minute. Auf eine genauere Auswertung musste verzichtet werden, da sonst ein zu grosser Aufwand an Apparaten erforderlich gewesen wäre. Die letzte Spitze der Oszillogramme ist jeweils nicht zu werten; sie entsteht als Abschaltstoss und ist grösser als die eigentliche Schwankung 14).

Die Untersuchungen zeigen, dass von den verwendeten Methoden sich der Schrot-Effekt am besten zur Herstellung eines Schalles eignet, der sämtliche hörbaren Frequenzen enthält, und der in gleichen Spektralintervallen gleiche Energie hat.

Für die praktischen Anwendungen, bei denen man nicht immer die Gesamtapparatur aufbauen will, erwies es sich als zweckmässig, eine Schallplatte mit dem Geräusch zu schneiden. In allen Fällen, in denen es nicht sonderlich auf die ganz hohen Frequenzen ankommt, die bei einer Schallplatte bekanntlich nicht wiedergegeben werden, genügt dann die schnell aufzubauende Schallplattenwiedergabe. Das Spektrum der Schallaufzeichnung auf der Platte zeigt Abb.18.

Eine andere Möglichkeit, einen Schallvorgang mit kontinuierlichem Frequenzspektrum herzustellen, wurde experimentell folgendermassen gewonnen. Eine Funkenstrecke wurde unter eine Vakuumglocke gebracht. Die Spannung wurde so gewählt, dass bei Atmosphä-

14) Man könnte versuchen, durch eine Art niederfrequenter Schwankungsregelung mittels eines Exponentialrohres die Schwankung zu verringern. Ein derartiger Versuch wurde gemacht. Da aber die Regelfrequenz und die geregelte Frequenz benachbart sind, bringt ein derartiger Versuch keinen allzu grossen Nutzen wie in entsprechenden Hochfrequenzschaltungen, in denen eine Hochfrequenzwelle niederfrequent geregelt wird.

Quadratischer Gleichrichter.

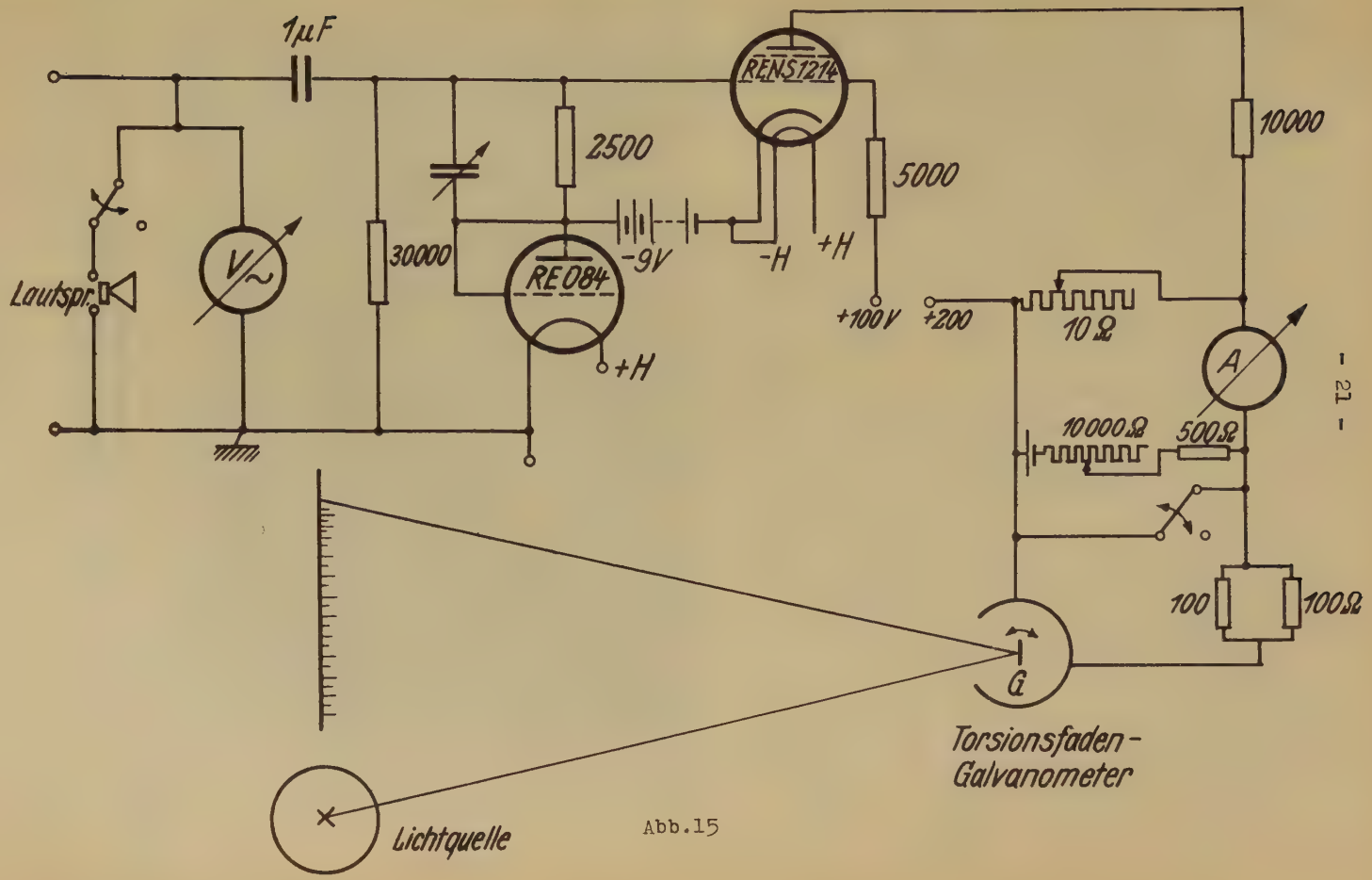
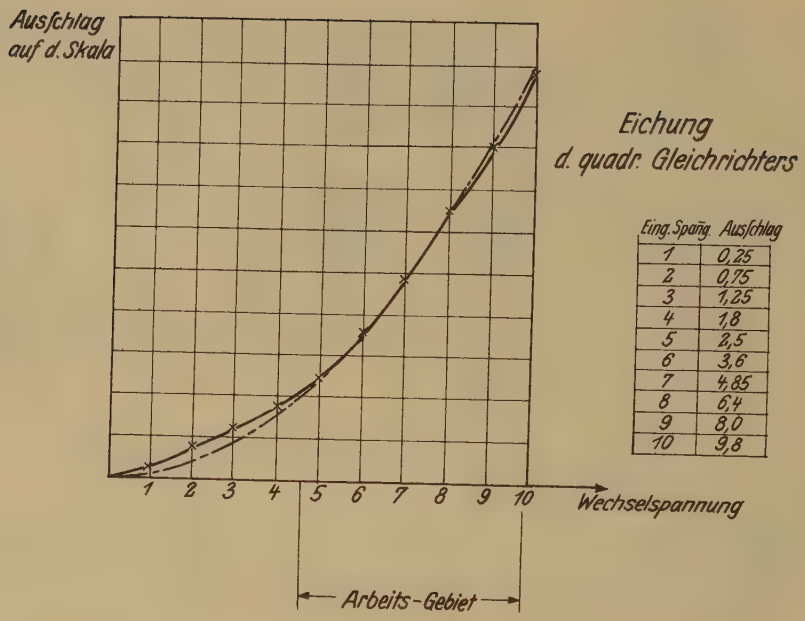


Abb.15



Eing. Spann.	Ausschlag
1	0,25
2	0,75
3	1,25
4	1,8
5	2,5
6	3,6
7	4,85
8	6,4
9	8,0
10	9,8

Abb.16

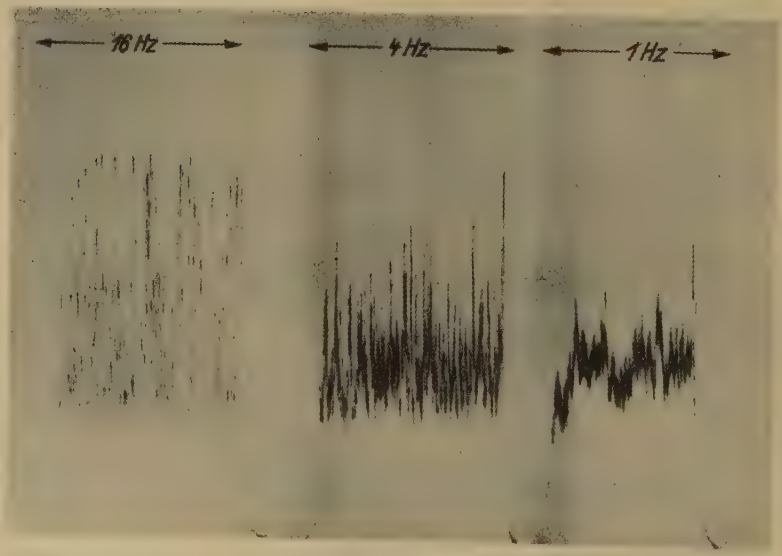


Abb.17

Schwankungen der Wechselstromenergie in Abhängigkeit von der Beobachtungsdauer.

rendruck noch keine Funkenentladung stattfand. Dann wurde abgepumpt; bei kleineren Drucken setzte dann eine Funkenentladung ein. Der Druck wurde jedoch nicht so weit herabgesetzt, dass Glimmentladung eintritt, sondern dass noch einzelne Funken überspringen. Durch Einbau eines Widerstandes in den Funkenkreis erreicht man, dass nach einer Funkenentladung immer erst eine gewisse Zeit vergehen muss, bis die Funkenstrecke, die einen kleinen Kondensator darstellt, zur Ueberschlagsspannung aufgeladen wird. Die eigentliche Funkenbildung ist aber noch abhängig von den jeweiligen Ionisationsbedingungen zwischen den Elektroden, die einen statistischen Vorgang darstellen. Die Zeitkonstante des Funkenkreises wurde ca. 10^4 sec.$^{-1}$ gewählt. Es vergeht dann zwischen 2 Entladungen immer erst eine Zeit von 10^{-4} sec und ausserdem noch eine kleine Zeitspanne, die statistisch schwankt, bis günstige Ionisationsverhältnisse vorliegen.

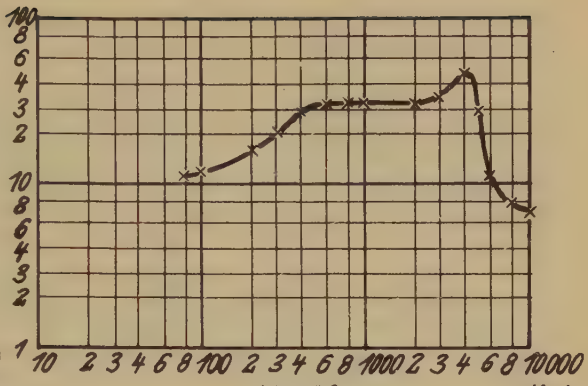


Abb. 18

Frequenzspektrum der Schallplatte

Auch derartige Vorgänge haben ein Spektrum, wie Abb. 19 zeigt, das kontinuierlich sämtliche Frequenzen enthält, bei dem jedoch die Energie in dem Spektralintervall, in dem die Hauptfrequenz für Funkentladung liegt, besonders gross ist. An sich stellt diese Funkenfolge einen fast periodischen Vorgang dar, dessen Frequenz $\nu_o + \Delta\nu$ ist. $\Delta\nu$ ist statistischen Schwankungen unterworfen. Die Klanganalyse gibt daher die Frequenzen in der Nähe von ν_o mit besonders grosser Intensität. Es sind auch noch sämtliche tiefen Frequenzen vorhanden.

Die akustische Wahrnehmung erfolgte wieder mittels Verstärker und Lautsprecher.

Anwendung von Schallen mit kontinuierlichen Frequenzspektren

1. Messung von Nachhallzeiten

Eine in der Raumakustik sehr wichtige Grösse ist die Nachhallzeit T_s. Man definiert sie nach Sabine als die Zeit, die vom Abschaltmoment einer Schallquelle vergeht, bis die Schallenergie im Raum bis auf den 10^6ten Teil ihres Anfangwertes abgeklungen ist. Sie wird gemessen, indem man den

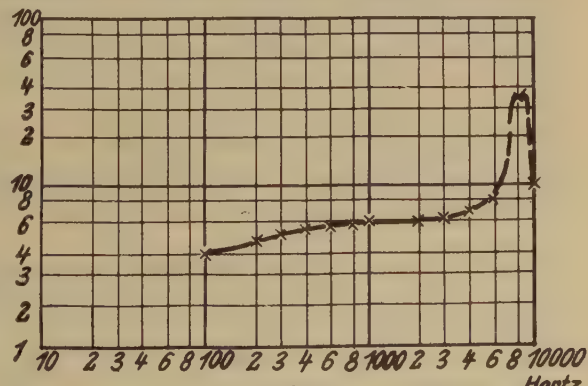


Abb.19

Spektrum des Geräusches einer Funkenstrecke.

Abklingvorgang des Schalles aufzeichnet und aus der Aufzeichnung den Wert T_s abliest.

Die Nachhalltheorien 15) 16) 17) 18) zeigen, dass der Nachhallvorgang im wesentlichen durch ein $e^{-\alpha t}$ Gesetz beschrieben wird. Man verwendet daher zur Aufzeichnung des Nachhalls Apparate mit logarithmischer Aufzeichnung 19). Bei diesen Apparaten müsste sich danach der Nachhallvorgang als eine Gerade aufzeichnen. Die Sabinesche Nachhallzeit ist dann der Zeitwert, den diese Gerade erreicht, wenn sie 60 db unter ihren Anfangswert gesunken ist, gemessen vom Abschaltmoment aus.

Wegen der Frequenzabhängigkeit von α, das mit der Absorption des Raumes zusammenhängt, sind die Nachhallzeiten für die einzelnen Frequenzen von Interesse. Verwendet man jetzt als Schallquelle einen reinen Ton, so zeigt der Nachhallvorgang (vgl. Abb.20) im allgemeinen grosse Abweichungen von dem erwarteten geraden Verlauf. Diese Abweichungen lassen sich folgendermassen erklären: Beim Abschalten der Schallquelle klingt der Raum als Schwingungsgebilde in seinen Eigenfrequenzen ab. Da der erregende Ton der Schallquelle im allgemeinen nicht gleich einer Eigenfrequenz des Raumes ist, werden die benachbarten Eigenfrequenzen erregt, die bei nicht zu kleinen Räumen schon bei mittleren Frequenzen sehr dicht liegen. Beim Abklingen ergeben die benachbarten Eigenfrequenzen miteinander Schwebungen, die die beobachteten Schwankungen beim Abklingvorgang des reinen Tones erklären. Die Eigenfrequenzen selbst klingen streng nach einem $e^{-\alpha t}$ Gesetz ab.

Will man diese Schwankungen im Abklingvorgang vermeiden, die eine grosse Ungenauigkeit beim Ablesen der Nachhallzeit bedingen, so kann man versuchen, in einem schmalen Frequenzbereich sämtliche Eigenfrequenzen des Raumes anzuregen. Bisher nahm man dazu den Heulton, ein Tongemisch, bei dem die Schallfrequenz periodisch zwischen einer oberen und unteren Grenzfrequenz schwankt. Die Amplitude bleibt dabei konstant. Da aber der Heulton auch nur ein Linienspektrum 20) aufweist, gelingt es auf diese Weise nicht, sämtliche Eigenfrequenzen des Bandes zu erregen, sondern es werden wieder die den einzelnen Heultonkomponenten benachbarten Eigenfrequenzen des Raumes angeregt und ergeben beim Abklingen Schwebungen. Da hier aber viele Schwebungen statistisch zusammenwirken, die in jedem Augenblick positiv wie negativ auf den Gesamtvorgang einwirken können, ergibt sich eine bessere Annäherung an den geraden Verlauf. Abb.21 zeigt den Nachhallvorgang eines Heultones.

Jetzt wurde der Versuch gemacht, mittels eines Schalles mit kontinuierlichem Frequenzspektrum alle Eigenfrequenzen in einem bestimmten Bereich wirklich anzuregen. Als Schall wurde das Rauschen vom Schrot - Effekt verwendet, aus dem mittels Drossel- und Kondensatorketten ein schmaler Frequenzbereich herausgeblendet wurde.

---

15) W.C.Sabine, Collected papers on acoustics, Cambridge Mass.1923.
16) G.Jäger, Wiener Akad.Ber., Math.Naturw.Klasse 120, Abt.IIa, 1911.
17) K. Schuster u. E. Waetzmann, Ann. d.Phys. 1, S.671, 1929.
18) M.I.O. Strutt, Math.Ann. 102, S.671, 1930. Zts.f.angew.Math.u. Mech. 10, S.360, 1930.
19) E.Meyer u. L.Keidel, ENT 12, H.2, 1935.
20) Vgl. Anm.1), S.1

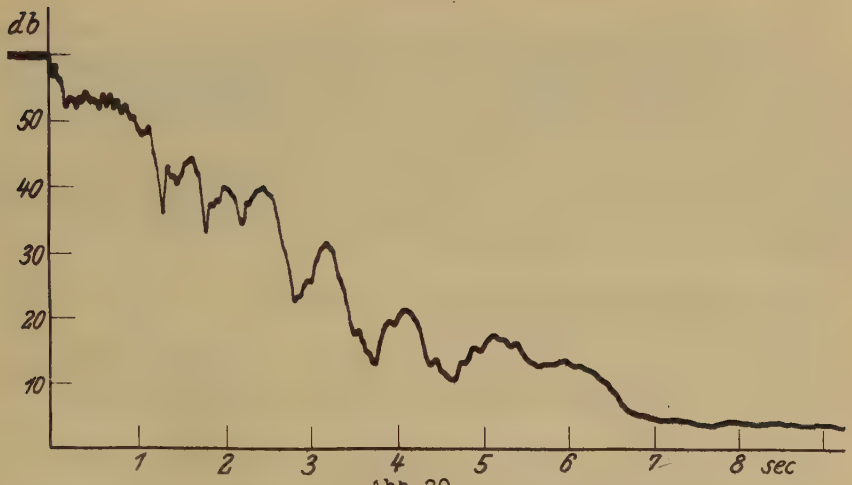


Abb.20
Nachhallvorgang eines reinen Tones

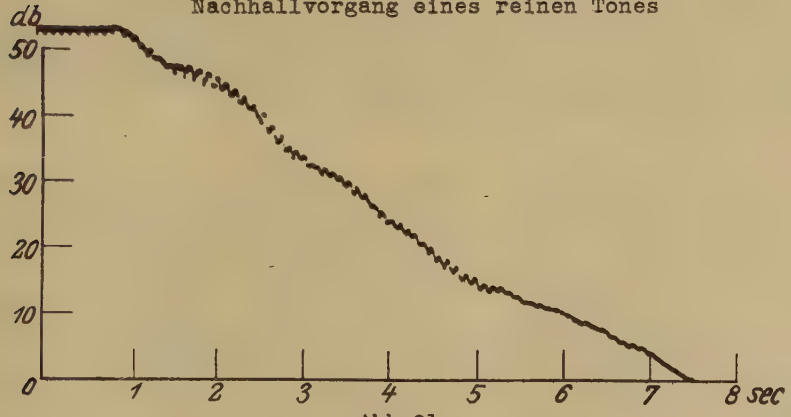


Abb.21
Nachhallvorgang eines Heultones

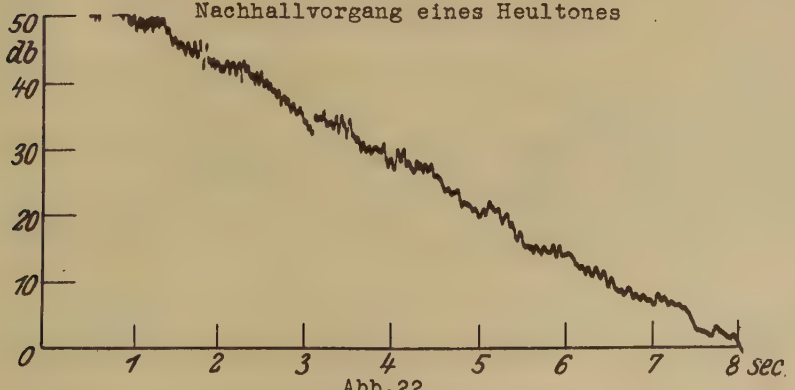


Abb.22
Nachhallvorgang eines Schalles mit kontinuierlichem Frequenzspektrum

Wie die Untersuchungen gezeigt haben, weisen Schalle dieser Art aber Energieschwankungen auf, die statistischen Gesetzen folgen. Diese Schwankungen wurden mit abnehmender Bandbreite grösser. Man hat also auch bei der Verwendung derartiger Schalle Schwankungen zu erwarten, die hier allerdings in der Statistik des Schallvorganges ihren Grund haben. Es kam nun darauf an, bei üblichen Bandbreiten (100 Hz) einen Vergeich zwischen dem Heulton und dem "Kontinuum"-Verfahren zu ziehen. Abb. 22 zeigt den Nachhallvorgang eines Schalles mit kontinuierlichem Frequenzspektrum (Bandbreite 100 Hz). Das Spektrum des herausgeblendeten Bereiches zeigt Abb. 23.

Als Versuchsraum diente der Nachhallraum des Heinrich-Hertz-Instituts für Schwingungsforschung in Berlin.

Um einen Vergleich zwischen den zwei Verfahren zu erhalten, wurde eine Reihe von Nachhallvorgängen der beiden Verfahren aufgenommen und ihre Reproduzierbarkeit statistisch ausgewertet.

Es wurden die Zeiten aufgetragen, in denen die Schallenergie 10, 20,... 60 db unter ihren Anfangswert gesunken ist.

Im allgemeinen liegen beim Heulton und "Kontinuum" diese Zeitpunkte nicht auf einer Geraden bei einer Aufnahme. Jedoch liegen die Mittelwerte vieler Aufnahmen der beiden Verfahren auf einer Geraden. Die Abweichungen der einzelnen Aufnahmen vom geraden Verlauf sind durch die erwähnten Schwankungen bedingt.

Es erweist sich bei der verwendeten Messapparatur als zweckmässig, nach Möglichkeit nur die 60 db 21) -Werte auszuwerten, da diese die kleinsten Schwankungen aufweisen. Das erklärt sich dadurch, dass die durch Schwankungen und Ablesefehler bedingten Ungenauigkeiten bei der Errechnung der Nachhallzeit in den 10, 20,... db - Niveaus noch mit 6,3,... multipliziert werden. Dadurch erhält man eine viel grössere Streuung. Ausserdem werden die kleinen Schwankungen des Nachhallvorganges in den 10 und 20 db -Niveaus durch die Apparatur grösser gezeichnet als bei 60 db (auf diese Eigenschaft der Apparatur soll hier nicht näher eingegangen werden.)

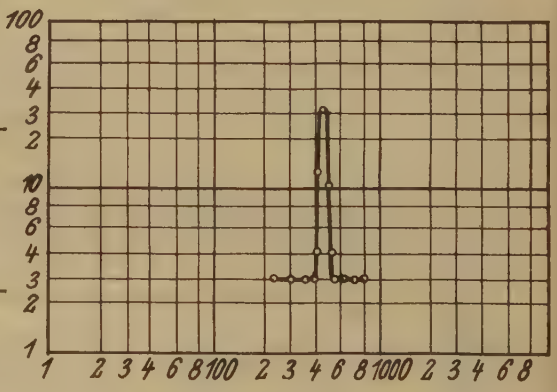


Abb. 23

Klang-Analyse des herausgeblendeten Bereichs.

---

21) G.T.Stanton, F.C.Schmid u. W.C.Brown, Journ. of acoust.Soc. VI, S.95, 1934.

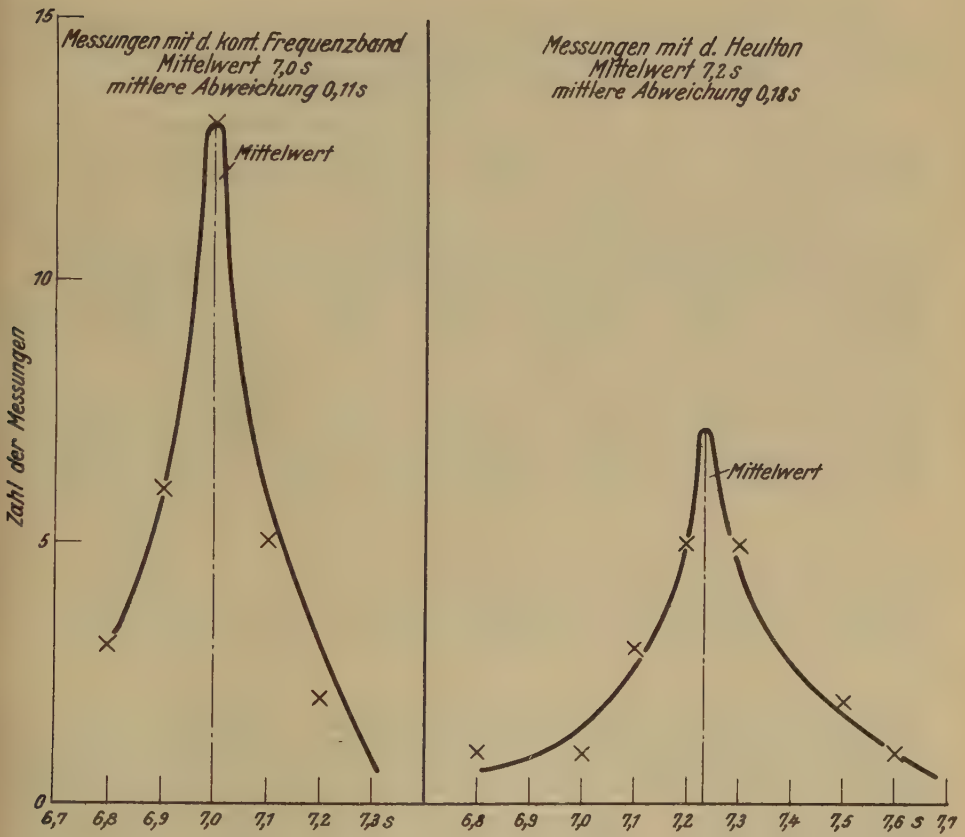


Abb.24

Nachhallzeiten mit kontinuierlichem Frequenzband und Heulton bei mehreren Aufnahmen.

Für den 60 db-Bereich gibt Abb. 24 die Zeitpunkte von Heulton- und "Kontinuum" - Verfahren für ähnliche Bereiche wieder. Die Ordinaten geben an, wieviel Aufnahmen den betreffenden Zeitwert beim Durchlaufen des 60 db-Niveaus aufweisen. Man erhält in beiden Fällen die bekannten Fehlerkurven. Vom Heulton lagen 19, vom "Kontinuum" 29 Messungen vor. Die mittlere Abweichung der Werte betrug beim Heulton 0,18 sec, beim "Kontinuum" 0,11 sec.

Die beiden Verfahren erweisen sich somit bei üblichen Bandbreiten als gleichwertig. Infolge der statistischen Schwankungen des "Kontinuums" wird der Vorteil einer Anregung aller Frequenzen gegenüber dem Heulton wieder ausgeglichen.

2. Physiologische und psychologische Beobachtungen mit Schallen mit kontinuierlichem Frequenzspektrum

Ein Schall, der sämtliche hörbaren Frequenzen gleich stark enthält, stellt in gewisser Weise ein Normalgeräusch dar. Es wurden daher damit eine Reihe physiologischer Untersuchungen angestellt

Hört man sich zunächst solch einen Schall mit kontinuierlichem Frequenzspektrum in mehreren Lautsprechern an, so klingen die einzelnen Lautsprecher wesentlich verschieden. Um eine akustisch einwandfreie Schallwiedergabe zu erhalten, die den ursprünglich geforderten Schall tatsächlich akustisch gibt, wurde der elektrisch verstärkte Wechselstrom des Schrot - Effektes, dessen Frequenzspektrum bei elektrischen Messungen allen Forderungen genügte, auf eine Lautsprecheranlage gegeben, die im gesamten Hörbereich alle Komponenten ungefähr gleich gut wiedergibt 22). Sie besteht aus einer Kombination zweier Lautsprecher, eines elektrodynamischen und eines elektrostatischen. Der dynamische gibt die Frequenzen bis 6000 Hz wieder, der elektrostatische die Frequenzen oberhalb 6000 bis ca 14 000 Hz. Die Anlage ist im Gesamtbereich auf $\pm$ 5 db abgeglichen.

Eine Klanganalyse des Geräusches zeigte, das tatsächlich alle Frequenzen wiedergegeben werden. Man sieht, dass sich ein solcher Normalschall sehr gut dazu verwenden lässt, um die Frequenzkurve eines Lautsprechers festzustellen, falls eine Klanganalyse vorhanden ist.

Gegenüber den normalen Lautsprechern gibt diese Anlage noch die hohen Frequenzen wieder. Vergleicht man diesen Schall mit dem von anderen Lautsprechern wiedergegebenen, oder vergleicht man überhaupt zwei Lautsprecher miteinander, so hat man im allgemeinen den Eindruck, als bestehe zwischen den zwei Schallen ein ganz bestimmtes musikalisches Intervall. Man kann zwar dem Schall eines einzelnen Lautsprechers nie eine bestimmte Tonhöhe zuordnen; jedoch entsteht dieser Intervalleindruck, wenn man die Schalle zweier Lautsprecher hintereinander hört. Diese Intervalle werden von verschiedenen Personen verschieden beurteilt; während z.B. ein bestimmter Beobachter eine Terz heraushört, beurteilt ein anderer das Intervall als Quint oder Sext. Jedoch wird stets die Richtung höher, tiefer gleich beurteilt. Bedingt ist dieser Intervalleindruck durch die Verschiedenartigkeit der Frequenzkurven der Wiedergabesysteme. Für jeden Lautsprecher gilt folgendes: Schneidet man tiefe Frequenzen weg von einem solchen Geräusch, so steigt die scheinbare Tonhöhe des Schalles und umgekehrt sinkt sie beim Abdrosseln hoher Frequenzen. Beim Unterdrücken bestimmter Frequenzbereiche ändert jedoch das Geräusch seine Klangfarbe sehr wesentlich. Es scheint daher nicht möglich zu sein, eine dem Gesamtgeräusch entsprechende "Tonhöhe" auf diese Weise einzugrenzen, indem man nämlich oben und unten jeweils soviel wegschneidet, dass die scheinbare Tonhöhe er-

---

22) W.Willms, ENT 9, S.68, 1932.

halten bleibt, eben weil sich die Klangfarbe zu sehr ändert. Dagegen lässt es sich erreichen, dass man durch Abschneiden von Frequenzen bei einem bestimmten Lautsprecher dieselbe Klangfarbe erhält wie bei einem anderen. Hierbei ist Voraussetzung, dass der Lautsprecher, bei dem Frequenzen unterdrückt werden, eine günstigere Frequenzkurve hat als der andere.

Man hat durch Anhören der Wiedergabe eines solchen Frequenzgemisches durch einen einzelnen Lautsprecher einen bestimmten Massstab für dessen Güte, da man auch ohne viel Übung einigermassen abschätzen kann, ob die Frequenzkurve eines Lautsprechers der eines für gut anerkannten Normallautsprechers gleichkommt. Man ist nämlich gegen das Vorhandensein hoher Frequenzen, die für die Sprachwiedergabe besonders wichtig sind, sehr empfindlich; desgleichen bemerkt man sofort das Fehlen tiefer Frequenzen.

Bei verschiedenen Lautstärken hört sich das Geräusch etwas verschieden an, was man übrigens auch zu erwarten hat. So hört man bei ganz leiser Einstellung zunächst nur verhältnismässig hohe Komponenten entsprechend unserer Ohrempfindlichkeit. Bei grösserer Lautstärke nimmt man dann auch tiefere Komponenten wahr. Dadurch erhält das Gesamtgeräusch einen tieferen Charakter. Man ist jedoch hier nicht in der Lage, ein Tonintervall dem Unterschied laut leise zuzuschreiben.

Ausser der Klangfarbe interessiert physiologisch noch die Lautstärke des Klanges. Von dem Geräusch wurde eine Lautstärkeskala aufgenommen. Dabei wurde ein elektrodynamischer Kopfhörer mit möglichst einwandfreier Frequenzkurve verwendet. Als Lautstärkenormal diente der Barkhausen-Geräuschemesser 23). Dieser enthält einen Summer, dessen Ton in Stufen von 5 zu 5 Phon auf einen Kopfhörer gegeben werden kann. Die Versuche wurden so durchgeführt, dass der Beobachter das Geräusch mit dem Normalton des Barkhausen-Geräuschmessers vergleicht und gleiche Lautstärke anzugeben hat. Dabei zeigt sich, dass es sehr schwer ist, die Lautstärke eines Geräusches durch Vergleich mit einem reinen Ton anzugeben. Die Unsicherheit ist recht gross. Sie beträgt ca. 10 - 15 Phon. Dabei ist der einzelne Beobachter oft selbst bis zu 10 Phon unsicher in der Beurteilung der Lautstärke des Geräusches.

Die Lautstärke des Geräusches wurde gleichzeitig mit der eines anderen reinen Tones verglichen, und zwar wurde als Vergleichston der für die physiologische Akustik als Normalton gewählte 1000 Hz Ton genommen. Bei den Messungen zeigte sich, dass das Geräusch, falls es gleiche Schallenergie wie der 1000 Hz Ton hat, lauter beurteilt wird als der reine Ton.

Die Energie der zwei Schalle wurde einmal elektrisch verglichen, zweitens wurde in beiden Fällen der Schalldruck mittels eines Kondensatormikrophons als gleich gross festgestellt. Abb. 25 zeigt

---

23) H.Barkhausen, Zts. f. techn. Phys. 7, S.599, 1926.

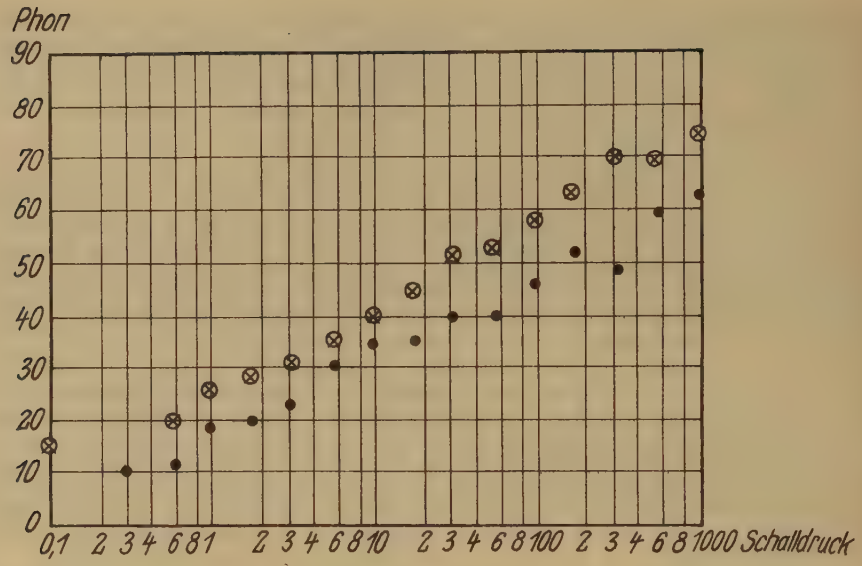


Abb. 25

Lautstärke eines reinen Tones (•) und eines Geräusches mit kont. Frequenzband (⊗) bei verschiedenen Schalldrucken. (Mittelwerte)

die Mittelwerte von einer Reihe von Beobachtungen an verschiedenen Versuchspersonen. Die Mittlung ist geometrisch im logarithmischen System, also ungefähr unserer Ohrempfindlichkeit entsprechend vorgenommen. Die Ordinate gibt die durch Vergleich mit dem Barkhausen-Geräuschmesser festgestellte Lautstärke an, die Abszisse die elektrische Spannung am Kopfhörer, die dem Schalldruck proportional ist. Man sieht, dass das Geräusch im gemessenen Lautstärkebereich ungefähr 10 Phon lauter beurteilt wird als der Vergleichston 1000 Hz. Eine Erklärung für diese Erscheinung kann man vielleicht darin suchen, dass nach den neueren Messungen der Ohrempfindlichkeit von H.Fletcher und W.A.Munson 24) das Maximum der Ohrempfindlichkeit ungefähr im Bereich 2000 bis 4000 Hz liegt, so dass die Komponenten des Geräusches aus diesem Bereich die Lautstärkezunahme gegenüber dem 1000 Hz Normalton erklären können.

Es war wichtig festzustellen, wie ein normaler objektiver Geräuschmesser 25) die Lautstärke derartiger Geräusche beurteilt. Die objektiven Geräuschmesser sind nach den alten Kingsbury-Kurven 26)

---

24) H. Fletcher u. W.A.Munson, Journ.of acoust.Soc. 5, S.82,1933.

25) H.Willms, ETZ 56, S.25, 1935.

26) B.A.Kingsbury, Phys. Rev. 29, S.588, 1927.

über die Ohrempfindlichkeit konstruiert, bei denen der 1000 Hz Ton im Gebiet der maximalen Empfindlichkeit liegt. Die Geräuschmesser bewerten die Geräuschstärke eines aus mehreren Komponenten bestehenden Schalles, indem sie die Energien der einzelnen Teiltöne addieren und infolge ihrer Frequenzkurve, die den Kingsbury-Kurven entspricht, die Einzelkomponenten mit einem Bewertungsfaktor bewerten, der gegenüber dem 1000 Hz Normalton $\hat{=}$ 1 ist.

Ein solcher objektiver Geräuschmesser müsste also ein Geräusch mit einem Frequenzspektrum, das alle Komponenten gleich stark enthält, höchstens gleich laut wie den 1000 Hz Ton mit gleicher Energie anzeigen.

In der Tat zeigt ein Versuch, dass das Geräusch um 2 Phon leiser angegeben wird als der 1000 Hz Ton mit gleicher Schallenergie, während das menschliche Ohr das Geräusch um 10 Phon lauter beurteilt. Man sieht also, dass die Geräuschmesserkonstruktion für die Bewertung von Geräuschen etwas korrigiert werden muss.

Zusammenfassung

Es wurden Schallvorgänge untersucht, deren Frequenzspektren kontinuierlich sämtliche Frequenzen des akustisch wahrnehmbaren Frequenzbereiches enthalten. Zur Herstellung eines solchen Schalles, dessen Komponenten ausserdem im gesamten Bereich gleich stark sind, eignete sich besonders der Schrot _ Effekt. Infolge der Statistik der Schallerzeugung zeigen derartige Vorgänge Schwankungen, deren Abhängigkeit von der Zahl der Elementarvorgänge, der Bandbreite des Frequenzbereiches und der Beobachtungsdauer näher untersucht wurden. Ferner fanden derartige Schallvorgänge eine experimentelle Anwendung bei der Messung von Nachhallzeiten, indem schmale Frequenzbänder mit kontinuierlichem Spektrum anstelle des bisher üblichen Heultones verwendet wurden. Endlich wurde an Hand eines Beispiels aus der physiologischen Akustik gezeigt, dass sich derartige Schalle auch dort in geeigneter Weise zur Erforschung der Hörvorgänge bei der Beurteilung von Geräuschen anwenden lassen.

Lebenslauf

Ich, Heinz Adolf Emil T h i e d e , wurde am 19. September 1911 zu Jüterbog als Sohn des Lehrers Emil Thiede und seiner Ehefrau Anna, geb. Priefert, geboren. Ab Ostern 1918 besuchte ich die Volksschule zu Berlin-Lichterfelde, ab 1919 das Schiller-Gymnasium dort, wo ich am 4. März 1930 die Reifeprüfung machte. Seit 1930 studiere ich an der Universität Berlin Physik, Mathematik und Chemie. Seit dem August 1933 arbeite ich am Heinrich-Hertz-Institut für Schwingungsforschung zu Berlin an vorliegender Arbeit. Das Thema stellte mir Herr Prof. Dr. Erwin M e y e r, der den Fortgang der Arbeit mit reger Anteilnahme verfolgte. Ich möchte ihm an dieser Stelle besonders danken für alle Anregungen, mit denen er jederzeit die Arbeit förderte. Herrn Präsidenten a.D. Prof. Dr. K.W. W a g n e r danke ich, dass er mir die Möglichkeit bot, diese Arbeit in seinem Institut auszuführen. Desgleichen möchte ich Herrn Prof. Dr. M. v. L a u e besonderen Dank sagen für die freundlichen Ratschläge bei der mathematischen Behandlung der Probleme dieser Arbeit.

Herstellung: VDI-Verlag G.m.b.H., Berlin NW 7